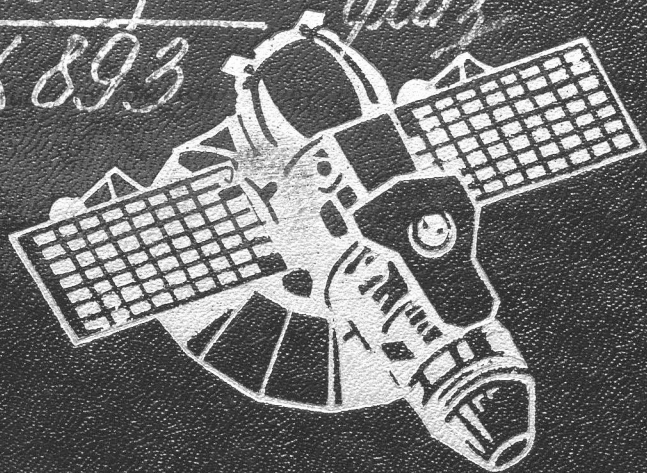


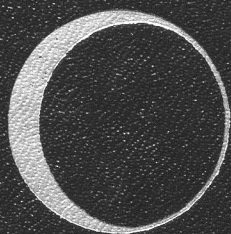
52.3.2/7

К 893

физ



А. Д. КУЗЬМИН
М. Я. МАРОВ



ФИЗИКА ПЛАНЕТЫ ВЕНЕРА

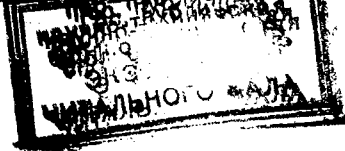
А. Д. КУЗЬМИН, М. Я. МАРОВ

ФИЗИКА ПЛАНЕТЫ ВЕНЕРА



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1974

526
К 89
УДК 523.42



523.42.1
К 893

Д4
45636

75-2348

Физика планеты Венера, Кузьмин А. Д., Маров М. Я., Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 408 стр.

В монографии обобщены известные в настоящее время данные о размерах, фигуре, рельефе, вращении, физике поверхности, атмосферы, ионосферы и верхней атмосферы Венеры, полученные на основе измерений, проведенных с космических аппаратов и с помощью наземных инструментов.

Книга содержит как анализ материалов, опубликованных в печати, так и результаты, полученные авторами, внесшими серьезный вклад в изучение Венеры.

Книга рассчитана на специалистов астрономов и физиков, студентов и аспирантов этих же специальностей, а также на специалистов смежных областей науки, интересующихся космическими исследованиями.

Рисунков 126, таблиц 25, библиографий 587.

Кузьмин Аркадий Дмитриевич, Маров Михаил Яковлевич

ФИЗИКА ПЛАНЕТЫ ВЕНЕРА

М., 1974 г., 408 стр. с илл.

Редактор В. А. Бронштэн
Техн. редактор А. П. Колесникова
Корректор М. Л. Медведская

Сдано в набор 25/VI 1974 г. Подписано к печати 3/XII 1974 г.
Бумага 84×108¹/₂. Физ. печ. л. 12,75. Условн. печ. л. 21,42. Уч.-изд. л. 22,48.
Тираж 2000 экз. Т-18695. Цена книги 2 р. 41 к. Заказ № 813

Издательство «Наука»

Главная редакция физико-математической литературы
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука», Москва, Шубинский пер., д. 10.

20604—157
К 053(02)-74 187-74

© Главная редакция
физико-математической литературы
издательства «Наука», 1974.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Г л а в а I. Венера как планета Солнечной системы	9
Г л а в а II. Вращение и топография Венеры	14
§ II.1. Визуальные наблюдения	14
§ II.2. Основы радиолокационных исследований планет	17
§ II.3. Радиолокационные определения элементов вращения	29
§ II.4. Топография и рельеф поверхности	35
Г л а в а III. Физика поверхности	48
§ III.1. Основы планетной радиоастрономии	48
§ III.2. Определение диэлектрической проницаемости, плотности и состава пород поверхности планеты. Микрорельеф поверхности	55
§ III.3. Температура поверхности	64
Г л а в а IV. Структура нижней атмосферы	73
§ IV.1. Параметры атмосферы Венеры по дистанционным измерениям	73
§ IV.2. Автоматические межпланетные станции (АМС) «Венера»	82
§ IV.3. Результаты прямых измерений параметров атмосферы на АМС «Венера» и их анализ	106
§ IV.4. Результаты измерений космического аппарата «Маринер-5»	143
§ IV.5. Оценки содержания водяного пара и аммиака в тропосфере Венеры по радиоастрономическим измерениям	152
§ IV.6. Структура тропосферы и стратосферы Венеры	159
§ IV.7. О природе и структуре облаков	181

§ IV. 8. Некоторые соображения о происхождении и эволюции атмосферы	200
Г л а в а V. Оптические свойства и тепловой режим	211
§ V.1. Представления о механизме разогрева Венеры .	211
§ V.2. Об энергетическом балансе в атмосфере . . .	223
§ V.3. Оптические свойства атмосферы Венеры	235
§ V.4. Лучистый теплообмен в атмосфере	274
§ V.5. Конвективный теплообмен	302
Г л а в а VI. Верхняя атмосфера.	322
§ VI.1. Основные определения	322
§ VI.2. Нейтральная верхняя атмосфера и ионосфера Венеры	327
§ VI.3. Теоретические модели	341
§ VI.4. Фотохимия и динамика. Экзосфера	354
П р и л о ж е н и е. Модель атмосферы Венеры	367
Литература	377

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вопросы физики планет получили за последние годы значительное развитие. Этому способствовали, с одной стороны, практические потребности в связи с развитием космических полетов, а с другой стороны, — совершенствование техники наземных наблюдений и постановка на службу исследований таких мощных инструментов, как автоматические космические аппараты. В результате планетология обогатилась новыми данными, имеющими фундаментальное значение, которые привели к существенному прогрессу в представлениях о физических особенностях планет.

Венера — ближайшая к Земле планета, очень похожая на Землю по массе, размерам, количеству поглощаемой солнечной энергии — на протяжении многих столетий привлекала внимание исследователей. Со времени открытия атмосферы на Венере в 1761 г. М. В. Ломоносовым большой вклад в изучение физики этой планеты был внесен результатами оптических и радионаблюдений, получивших наибольшее развитие в 50-е — 60-е годы нашего столетия. Важную роль здесь сыграли работы советской школы астрономов — планетоведов и радиофизиков; результаты этих работ подробно изложены в монографиях В. В. Шаронова, Н. П. Барабашова, В. И. Мороза, А. Д. Кузьмина.

Результаты исследований последнего десятилетия принесли убедительные свидетельства того, что Венера является уникальной планетой, отличной от других планет Солнечной системы, прежде всего по мощности газовой оболочки, термическому режиму, параметрам собственного вращения. Большой прогресс в изучении Венеры достигнут благодаря запускам космических аппаратов, позволивших осуществить зондирование атмосферы ниже

границы постоянно окутывающих планету плотных облаков, вплоть до ее поверхности. Возможности постановки и осуществления таких экспериментов были обеспечены успехами ракетно-космической техники.

В течение последних лет в Советском Союзе осуществлялась планомерная программа исследований Венеры. Начало полетов относится к 1961 г., когда была запущена «Венера-1». Станции «Венера-2» и «Венера-3» в 1965 г. осуществили перелет по пролетной и попадающей траекториям. В октябре 1967 г. автоматическая станция «Венера-4» произвела первые прямые измерения физических параметров и химического состава атмосферы Венеры при спуске на парашюте до уровня, соответствующего давлению около 18 атм. Результаты этих измерений были дополнены измерениями американского космического аппарата «Маринер-5», который при пролете на расстоянии около 10 тыс. км от центра Венеры произвел зондирование атмосферы на дневной и ночной сторонах планеты до уровня критической рефракции для радиоволн. Помимо измерений параметров нейтральной атмосферы на высотах тропосферы и стратосферы оба аппарата дали также сведения о верхней атмосфере и ионосфере Венеры и выявили интересную особенность обтекания планеты плазмой солнечного ветра. Полеты автоматических станций «Венера-5» и «Венера-6» в мае 1969 г. существенно уточнили и дополнили результаты, полученные «Венерой-4», расширили участок непосредственных измерений давления и температуры атмосферы на ночной стороне и сделали возможным создание модели атмосферы планеты с надежными оценками параметров у ее поверхности.

В декабре 1970 г. «Венера-7» впервые осуществила посадку на ночной стороне Венеры и передала информацию непосредственно с ее поверхности. В июле 1972 г. станция «Венера-8» опустилась на освещенной стороне планеты и в течение почти часа проводила измерения, работая на поверхности в чрезвычайно тяжелых условиях окружающей среды.

Полеты автоматических станций «Венера» прояснили особенности физической структуры атмосферы Венеры и позволили более определенно судить о механизмах, ответственных за развитие и поддержание своеобразных тепловых условий на планете.

Выступая на торжественном собрании, посвященном празднованию Дня космонавтики 12 апреля 1973 г., президент Академии наук СССР академик М. В. Келдыш сказал: «Экспериментами на «Венере-8» завершился большой и важный этап изучения этой планеты при помощи автоматических станций. На этом этапе были надежно установлены основной химический состав и параметры атмосферы Венеры вплоть до поверхности, получены данные об оптических характеристиках атмосферы, проведены первые исследования непосредственно на поверхности планеты».

Принципиально новая информация о физических особенностях Венеры, полученная как путем измерений на космических аппаратах, так и путем оптических и радионаблюдений, а также появившиеся возможности более надежной интерпретации ранее полученных данных наземных измерений, естественно, не получили отражения в существующих монографиях, вышедших более 7—10 лет назад.

Это вызвало необходимость написания предлагаемой читателю книги, в которой сделана попытка объединить новейшие сведения о природе Венеры, рассредоточенные в отдельных статьях и докладах. Книга основана на анализе большого количества материалов, содержащихся в мировой литературе, и оригинальных результатах авторов. Она рассчитана на специалистов, работающих в области планетной астрономии и космической физики, на геофизиков и представителей смежных специальностей и может быть полезна инженерам и всем тем, кто интересуется физикой планет и космическими исследованиями.

Авторы хорошо понимают, что их труд не дает исчерпывающего изложения всех проблем, касающихся физики планеты Венера. Они и не ставили перед собой такой задачи, руководствуясь соображениями дать прежде всего возможно более полное представление о результатах исследований, полученных к началу 1973 г., и вместе с тем сохранить оптимальный объем книги. Поэтому в целом ряде случаев читатель, желающий более подробно ознакомиться с конкретной проблемой, отсылается к оригинальной работе, упоминаемой в обширной библиографии, которую, однако, ни в коем случае нельзя считать полной. У подготовленного читателя, хорошо знакомого

с предметом, может появиться неудовлетворенность от того, что иногда авторы придерживаются описательно-го изложения и вместе с тем недостаточно подробно излагают методическую сторону экспериментов и историю вопроса. Оправданием этого, как нам кажется, может служить то, что предпочтение, как правило, отдавалось более поздним работам, во многих случаях содержащим сведения по методике и обобщающим ранее полученные важные результаты.

Главы I, II, III и § 5 гл. IV написаны А. Д. Кузьминым, главы IV, V, VI и Приложение — М. Я. Маровым.

Авторы считают своим долгом прежде всего подчеркнуть, что получение фундаментальных результатов о природе Венеры было бы невозможным без громадного труда многочисленных коллективов, обеспечивших создание автоматических станций, управление их полетом и успешное осуществление сложных экспериментов в атмосфере и на поверхности планеты. Авторы благодарны академику А. П. Виноградову, явившемуся инициатором этого труда, своим коллегам по работе В. С. Авдуевскому, М. К. Рождественскому, В. В. Кержановичу, Н. Ф. Бородину, Б. Е. Мошкину, А. П. Экономову, Н. Л. Лукашевич, В. П. Шари, В. И. Полежаеву, Е. М. Фейгельсон, Ю. Н. Ветухновской, О. Л. Рябову и другим, в содружестве с которыми проводились отдельные исследования, нашедшие отражение в данной книге, а также зарубежным коллегам, любезно приславшим для включения в книгу ряд оригинальных материалов. На разных стадиях обработки и оформления материалов, использованных при подготовке монографии, большую помощь оказали М. А. Бутузова, Т. И. Гавриленко, Н. Д. Розман, Л. Д. Ломакина, Т. И. Попова, которым авторы выражают свою признательность.

Авторы благодарят Д. Я. Мартынова, В. С. Авдуевского и Г. С. Голицына, просмотревших рукопись или отдельные ее главы и сделавших ряд ценных замечаний, и В. А. Бронштэна, взявшего на себя труд по редактированию книги. Все пожелания и критические замечания будут приняты с благодарностью.

*А. Д. Кузьмин
М. Я. Маров*

ГЛАВА I

ВЕНЕРА КАК ПЛАНЕТА СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Венера является второй по близости к Солнцу планетой Солнечной системы. Ее среднее расстояние от Солнца составляет 0,723 астрономической единицы, т. е. примерно в 1,4 раза меньше, чем у Земли. Орбита Венеры почти круговая (эксцентриситет 0,0068) и наклонена к плоскости земной орбиты на $3^{\circ}24'$.

Период обращения Венеры вокруг Солнца (сидерический период) составляет 224,7 земных суток. Средняя скорость движения планеты по орбите равна 35 км/сек.

Совершая движение относительно Солнца и Земли, Венера сменяет для земного наблюдателя фазы подобно фазам Луны. В нижнем соединении, когда Венера находится между Землей и Солнцем, к Земле обращена темная, не освещенная Солнцем, сторона планеты. Эта фаза аналогична новолунию. В верхнем соединении Венера находится почти точно за Солнцем и к Земле обращена ее освещенная половина. Эта фаза аналогична полнолунию. В остальных положениях Венера проходит все промежуточные фазы частичной освещенности диска, подобные лунным. Максимальное угловое расстояние Венеры от Солнца для земного наблюдателя (наибольшая элонгация) составляет 48° . Интервал времени между двумя одинаковыми фазами, называемый синодическим периодом, равен в среднем 584 земным суткам или $\frac{8}{5}$ земного года. Благодаря такому кратному соотношению синодического периода Венеры и земного года условия наблюдения планеты практически повторяются каждые 8 лет. Список соединений Венеры с 1956 до 2000 г., заимствованный нами из [120], дан в табл. 1.

Таблица 1

Список соединений Венеры с 1956 по 2000 гг.

Нижние соединения			Верхние соединения		
Год	Дата	Видимый диаметр	Год	Дата	Видимый диаметр
1956	22 июня	58"	1957	14 апреля	10"
1958	28 января	63	1958	11 ноября	10
1959	1 сентября	59	1960	22 июня	10
1961	11 апреля	59	1962	27 января	10
1962	12 ноября	63	1963	30 августа	10
1964	19 июня	58	1965	12 апреля	10
1966	26 января	63	1966	9 ноября	10
1967	29 августа	59	1968	20 июня	10
1969	8 апреля	59	1970	24 января	10
1970	10 ноября	63	1971	27 августа	10
1972	17 июня	58	1973	9 апреля	10
1974	23 января	63	1974	6 ноября	10
1975	27 августа	59	1976	18 июня	10
1977	6 апреля	59	1978	22 января	10
1978	7 ноября	63	1979	25 августа	10
1980	15 июня	58	1981	7 апреля	10
1982	21 января	63	1982	4 ноября	10
1983	25 августа	58	1984	15 июня	10
1985	3 апреля	60	1986	19 января	10
1986	5 ноября	62	1987	23 августа	10
1988	13 июня	58	1989	5 апреля	10
1990	19 января	63	1990	1 ноября	10
1991	22 августа	58	1992	13 июня	10
1993	1 апреля	60	1994	17 января	10
1994	2 ноября	62	1995	10 августа	10
1996	10 июня	58	1997	2 апреля	10
1998	16 января	63	1998	30 октября	10
1999	20 августа	58	2000	11 июня	10

Видимый с Земли угловой диаметр планеты изменяется в пределах от 63" в нижние соединения до 10" в верхние соединения.

Звездная величина Венеры около — 4^m и мало зависит от фазы планеты. Поэтому даже днем планету можно видеть невооруженным глазом, если знать ее местоположение на небесной сфере.

Отражательная способность планеты зависит от длины волны. Характер этой зависимости иллюстрирует рис. 1. Венера относится к планетам земной группы и имеет

примерно такие же, как и Земля, размеры, массу и среднюю плотность.

Радиус облачного слоя Венеры составляет 6100 ± 30 км по оценке Мартынова [106] и 6120 ± 7 км по оценке Вокулера [533]. Дольфус [278, 279] на основе анализа результатов своих измерений и данных других наблюдателей, отметил зависимость радиуса от фазы: с уменьшением угла фазы измеренный диаметр уменьшается.

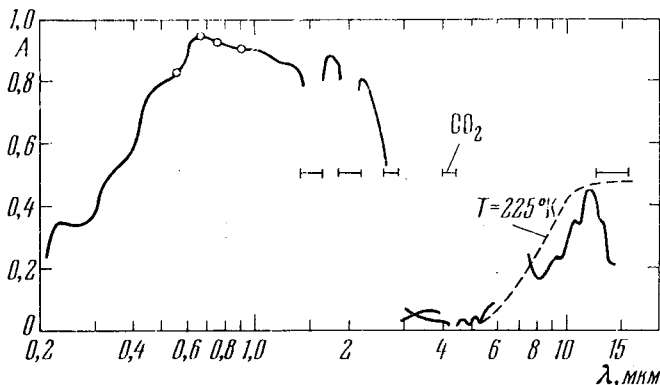


Рис. 1. Отражательные и эмиссионные характеристики Венеры в спектральной области от 0,2 до 15 мкм [338]. По оси ординат — относительные величины. Пунктир — равновесное излучение при $T = 225^\circ\text{K}$. Горизонтальные отрезки — положение наиболее сильных полос поглощения CO_2 .

Эта зависимость интерпретируется им как изменение видимого размера диска за счет рассеяния на частицах, взвешенных в верхней атмосфере. Влияние рассеяния максимально в нижнем соединении, когда Солнце находится за планетой, и минимально в верхнем соединении. Поэтому в первом случае измеряется радиус облачного слоя. Дольфус определил соответствующие угловые диаметры равными $16'',95 \pm 0'',05$ и $16'',86 \pm 0'',05$, что соответствует радиусу рассеивающего слоя 6140 ± 13 км и радиусу облачного слоя 6115 ± 13 км.

Радиус уровня затмения Регула по измерениям Вокулера и Мензела [532] равен $8'',506$, что соответствует линейному радиусу 6169 км. Ошибка определения этого радиуса не менее 10 км [107].

Первые измерения радиуса поверхности планеты, проведенные радиоастрономическим методом с помощью

радиоинтерферометра с высоким угловым разрешением, дали 6057 ± 55 км [83]. Последующие радиолокационные измерения, а также сочетание траекторных измерений «Маринера-5» с радиолокационными измерениями, позволили уточнить этот важный параметр и значительно уменьшить ошибку его определения. Результаты этих измерений, приведенные в табл. 2, показывают хорошее согласие данных, полученных разными методами на разных инструментах при среднем экваториальном радиусе поверхности Венеры 6050 км.

Таблица 2

Радиус поверхности Венеры

Учреждение	Год публикации	Радиус, км	Метод измерения	Литература
ФИАН — Калп-форн. технолог. институт	1965	6057 ± 55	Радиоастрономия	[83]
Линкольнская лаборатория	1967	6056 ± 1	Совместная обработка всех радиолокационных измерений с 1961 г. по 1966 г.	[184]
ИРЭ АН СССР	1968	6046 ± 15	Радиолокация	[126]
Линкольнская лаборатория	1968	6048 ± 1	»	[185]
Аресибо	1968	6052 ± 2	»	[185]
Лаборатория реактивного движения	1968	$6053,7 \pm 2,2$	»	[428]
Лаборатория реактивного движения	1968	$6052,5 \pm 2,5$	Траекторные измерения «Маринер-5», радиолокация	[179]

Для вычисления эфемерид принят радиус Венеры 6100 км, что составляет 0,956 радиуса Земли.

Фигура планеты измерялась с помощью радиолокации на волне 3,8 см [506]. Разрешающая способность эксперимента составляла 0,5 км по высоте, 1000 км по широте и 100 км по долготе. В экваториальной плоскости сечение планеты аппроксимируется эллипсом, разность полуосей

которого составляет $1,1 \pm 0,4$ км *). Большая ось эллипса составляет угол 55° (по часовой стрелке), с направлением на Землю в нижнее соединение. Центр фигуры смещен относительно центра масс на $1,5 \pm 0,3$ км в направлении от Земли во время нижнего соединения. Величина полярного сжатия может быть оценена из анализа изменения траектории космического аппарата «Маринер-5» в гравитационном поле Венеры [181], согласно которому главный момент

$$J_2 = \frac{1}{2} [C - (A + B)] = (-5 \pm 10) \cdot 10^{-6}.$$

Здесь A , B и C — моменты инерции относительно экваториальных и полярной осей.

Отрицательное значение J_2 мало вероятно, так как это свидетельствовало бы о вращении планеты вокруг оси с меньшим моментом инерции. Более вероятно и в пределах ошибки согласуется с измерениями положительное значение J_2 . По его величине можно оценить, что отличие полярного радиуса от экваториального не превышает нескольких сотен метров. Ожидаемое центробежное гидростатическое полярное сжатие для Венеры составляет 40 см.

Наиболее точные определения массы Венеры произведены по измерениям орбит космических аппаратов «Маринер-2» и «Маринер-5», пролетевших около планеты в 1962 и 1967 гг. соответственно. По измерениям на «Маринер-2» отношение массы Солнца к массе Венеры равно 408532 ± 37 [178]. По измерениям «Маринер-5» обратная масса Венеры равна 408522 ± 3 [180].

Средневзвешенное по всем имеющимся измерениям разными методами $M_\odot/M_\oplus = 408519 \pm 11$ [381].

Средняя плотность Венеры составляет $5,27$ г·см⁻³ (для Земли соответствующая величина равна $5,52$ г·см⁻³).

Ускорение силы тяжести у поверхности на экваторе Венеры 885 см·сек⁻². Вторая космическая скорость у поверхности Венеры равна $10,3$ км/сек.

Магнитное поле у Венеры не обнаружено: верхний предел дипольного момента составляет $3 \cdot 10^{-4}$ земного.

*) Для Земли эта разность составляет около 200 м.

Г Л А В А II

ВРАЩЕНИЕ И ТОПОГРАФИЯ ВЕНЕРЫ

§ II.1. Визуальные наблюдения

Вопрос об элементах вращения Венеры является предметом многочисленных исследований: с 1666 г., т. е. за 300 лет, этому вопросу было посвящено более 100 статей.

Первые определения элементов вращения планеты были основаны на попытках выявить постоянные детали на диске планеты и проследить их видимое движение. По наблюдениям перемещения «пятен» на видимом диске Венеры, проводившимся Дж. Д. Кассини в 1666 г., он заключил, что период ее вращения равен 23 час. 21 мин. Однако последующие наблюдатели Венеры не могли заметить на Венере каких-либо деталей и подтвердить даже наличие «пятен».

60 лет спустя Ф. Бианчини вновь наблюдал детали на диске планеты и даже составил карту Венеры, изображавшую «океаны» и «континенты». По перемещению этих постоянных, по его мнению, деталей он получил период вращения, равный 24 суткам 8 часам.

В течение последующих 150 лет большинство наблюдателей получали значения периода вращения Венеры, близкое к 23 часам. Совершенно отличный результат был получен в 1887 г. Скиапарелли. Он нашел, что период вращения Венеры равен периоду ее обращения вокруг Солнца (224,7 суток) и, следовательно, Венера всегда обращена к Солнцу одной стороной.

Такое большое различие результатов определения периода вращения Венеры обусловлено тем, что поверхность планеты закрыта плотным облачным слоем. Детали же самого облачного слоя настолько размыты и непостоян-

ны, что даже факт их существования ставится под сомнение.

Наблюдения в инфракрасной части спектра, прозрачной для некоторых форм дымки и мглы, также оказались безрезультатными. Зато снимки, полученные в 1926 г. Россом в ультрафиолетовых лучах [475], неожиданно выявили темные полосы, направленные примерно перпендикулярно к терминатору. Изменение положения полос ото дня ко дню свидетельствовало об атмосферном их происхождении. Период вращения Росс оценил близким к одному месяцу. Полосы, полученные Россом, были подтверждены в 1950—1954 гг. Койпером [387]. Наличие полос, по мнению Койпера, свидетельствует о сравнительно быстром вращении вокруг оси. Детальное исследование полос, наблюдавшихся в ультрафиолетовой части спектра, было выполнено Буайе и Камишелем.

Буайе [221], производивший фотографирование Венеры в 1957, 1959 и 1960 гг., заметил 4-суточную повторяемость деталей. Для объяснения этого результата он выдвинул гипотезу, согласно которой период вращения Венеры близок к 4 суткам, а ось вращения приблизительно перпендикулярна к плоскости эклиптики.

Камишель [230], производивший сопоставление своих фотографий с полученными на других обсерваториях, разделенными по времени на несколько часов, во многих случаях обнаружил смещение деталей, соответствующее обратному направлению вращения.

Для более детального исследования Буайе и Камишель [222] объединили свои фотографии и отобрали лучшие из них. Анализ полученного материала привел их к выводу о наличии на видимой поверхности планеты постоянно существующего темного образования, имеющего форму буквы Υ , положенной боком: Υ . Различные части этого образования, появляясь на освещенной части диска, благодаря вращению создают различия видимой картины расположения темных и светлых зон.

Используя наблюдательный материал, собранный на Пик-дю-Миди за 1948—1960 гг. и в Браззавиле за 1953—1964 гг., авторы [223] смогли обработать данные, охватывающие многолетний промежуток времени. В качестве репера ими была выбрана точка схождения трех полос, составляющих Υ -образную деталь. Измерения смещения

этой точки на всех отобранных фотографиях показало смещение детали от снимка к снимку в направлении обратного вращения со средней скоростью около 100 м/сек, соответствующей полному обороту вокруг планеты примерно за четверо суток. Отмечены вариации этого периода от 3,5 до 4,5 суток.

Аналогичные наблюдения, проведенные Б. Смитом [504, 505] в 1966—1967 гг. на обсерватории Нью-Мексико, подтвердили обнаруженные французскими астрономами быстрые движения наблюдаемых в ультрафиолетовой части спектра образований на диске Венеры. Средняя скорость этих образований составляет 100 м/сек в направлении обратного вращения. Отмечены вариации этой скорости на 10—20%. Связи скорости движения с широтой не обнаружено.

По наблюдениям Смита, облака не сохраняются постоянными в течение нескольких лет, как сообщал Буайе. По данным последних наблюдений Смита [505], время жизни $\succ$ -образных образований составляет 10—15 дней.

Недавно Скотт и Рис [489] показали, что $\succ$ -образные детали являются короткоживущими образованиями (не более 20 дней), случайно распределенными по поверхности планеты. Поэтому определенный Буайе и Герэном [224] период вращения облачного слоя 3,995 суток является, по-видимому, фиктивным, обусловленным стробоскопическим эффектом повторяющихся с периодом 1 сутки наблюдений, проводимых в течение короткого времени видимости планеты с одной обсерватории.

Независимые измерения скорости движения облачных образований на Венере произвел Гино [330] с помощью интерференционного спектрографа с высоким разрешением. Измеряя доплеровское смещение линий в видимой части спектра планеты, он определил скорость движения облаков, соответствующей полному обороту вокруг планеты за $4,1 \pm 0,7$ суток в направлении, обратном обращению планеты вокруг Солнца.

Другие данные (например, о смещении линии терминатора, вызываемом, согласно Гуди [313, 325], мощными конвективными движениями) очень немногочисленны и имеют, в основном, косвенный характер.

Примерные фотографии ультрафиолетовых деталей приведены на рис. 73.

Таким образом, наблюдения в ультрафиолетовой части спектра позволили оценить скорость движения облачных образований в атмосфере Венеры, но также не дали сведений об элементах вращения самой планеты. Определение этих параметров стало возможным лишь в последнее десятилетие с помощью планетной радиолокации.

В связи с тем, что атмосфера Венеры непрозрачна для видимого и инфракрасного излучения, а возможности исследования спускаемыми аппаратами ограничены сложностью такого эксперимента, основным источником информации о поверхности Венеры являются радиоастрономические и радиолокационные измерения этой планеты.

Ниже для удобства приведены основные сведения из радиолокационной астрономии (а в § III.1 — из радиоастрономии), касающиеся главным образом терминологии и методов определения основных параметров. Читатели, знакомые с радиоастрономией и радиолокационной астрономией, могут эти разделы пропустить.

§ II.2. Основы радиолокационных исследований планет

Радиолокационная астрономия возникла во второй половине 40-х годов на основе применения методов и техники радиолокации для исследования небесных тел. Ее предметом является исследование этих тел по отраженному ими радиоизлучению, создаваемому и направляемому на эти тела специально используемыми для этой цели радиопередающими устройствами.

В применении к планетам анализ отраженного радиоизлучения дает возможность определить диэлектрическую проницаемость материала и характер неровностей поверхности планеты, ее размеры, фигуру и топографию, элементы вращения, эфемериды и параметры орбиты.

Определение диэлектрической проницаемости материала поверхности и характера ее неровностей производится на основе измерения интенсивности отраженного сигнала и ее частотной и временной зависимостей.

Для нормального падения коэффициент отражения R_n поверхности, состоящей из диэлектрика с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$,

определяется соотношением

$$R_{\Pi} = \left(\frac{V_{\varepsilon}^{-} - 1}{V_{\varepsilon}^{-} + 1} \right) \left(\frac{V_{\varepsilon_*}^{-} - 1}{V_{\varepsilon_*}^{-} + 1} \right). \quad (\text{II.1})$$

Здесь $\varepsilon_* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ — величина, комплексно сопряженная диэлектрической проницаемости ε .

В случае, когда $\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ (малая электропроводность), имеющем место для большинства силикатных пород, (II.1) приводится к известному виду

$$R_{\Pi} = \left(\frac{V_{\varepsilon}^{-} - 1}{V_{\varepsilon}^{-} + 1} \right)^2. \quad (\text{II.2})$$

Отсюда, зная R_{Π} , нетрудно вычислить

$$\varepsilon = \left(\frac{1 + V_{\overline{R_{\Pi}}}}{1 - V_{\overline{R_{\Pi}}}} \right)^2. \quad (\text{II.3})$$

Величина R_{Π} может быть определена по данным измерения эффективного сечения радиолокационного отражения

$$S_{\vartheta} = g R_{\Pi} \pi R^2, \quad (\text{II.4})$$

где πR^2 — площадь геометрического сечения планеты.

Эффективное сечение радиолокационного отражения S_{ϑ} определяется непосредственно из измерения. Преобразуя известное радиолокационное уравнение (см., например, [16])

$$P_0 = P_{\Pi} \frac{G A S_{\vartheta}}{(4\pi r^2)^2}, \quad (\text{II.5})$$

где P_{Π} — мощность передатчика, G — коэффициент усиления передающей антенны, A — эффективная площадь приемной антенны, r — расстояние до отражающего объекта, получим

$$S_{\vartheta} = \frac{(4\pi r^2)^2}{GA} \frac{P_0}{P_{\Pi}}. \quad (\text{II.6})$$

Обычно результаты измерения S_{ϑ} выражаются в долях геометрической площади сечения планеты

$$\sigma_{\vartheta} = \frac{S_{\vartheta}}{\pi R^2}.$$

Коэффициент направленности g характеризует рассеяние отраженного излучения на неровностях поверхности. Величина g определяется соотношением

$$g = \frac{4\pi \int_0^{\pi/2} F(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} F(\theta, i, \Phi) \sin \theta \sin i d\Phi di d\theta}, \quad (\text{II.7})$$

где $F(\theta, i, \Phi)$ — функция рассеяния, показывающая зависимость рассеянного отражения от угла падения θ , угла отражения i и разности азимутов падающего и отраженного лучей Φ (рис. 2). Нахождение этой функции возможно либо теоретически на основании рассмотрения механизма рассеяния отражающей поверхности, обладающей определенными задаваемыми статистически неровностями, либо путем соответствующего эксперимента.

При радиолокации планеты с Земли измерения $F(\theta, i, \Phi)$ производятся лишь для частного случая отражения в направлении падающего луча ($i = \theta$, $\Phi = 0$). Измеряемой величиной при этом является *функция отражения* $F(\theta)$, являющаяся, таким образом, частным случаем функции рассеяния $F(\theta, i, \Phi)$.

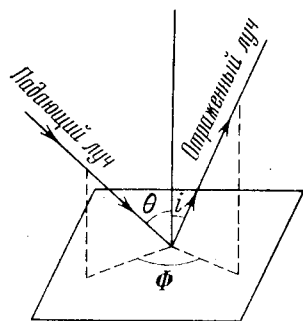


Рис. 2. Геометрия рассеяния отраженного излучения.

Функция рассеяния $F(\theta, i, \Phi)$ не может быть определена в наземном эксперименте. Поэтому приходится ограничиваться приближенной оценкой параметра g , основанной на результатах определения статистических свойств отражающей поверхности из измерения функции отражения.

Для гладкой в масштабе длины волны сферы, дающей зеркальное отражение, $g = 1$.

Для поверхности, состоящей из множества достаточно больших по сравнению с длиной волны случайно накло-

ненных плоских зеркально отражающих участков, отражение называется квазизеркальным. Наиболее широко используемым способом статистического описания такой поверхности является следующий. Полагаем, что истинная поверхность отличается от средней, причем отклонения случайны, так что девиации высоты от среднего уровня характеризуются нормальным распределением со среднеквадратичным отклонением h_0 или средним наклоном $\bar{\alpha} = h_0/d_0$ плоских зеркально отражающих участков. Горизонтальный масштаб неровностей поверхности задается автокорреляционной функцией $r(d)$. Используется два вида этой функции: гауссовский

$$r(d) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{d}{d_0} \right)^2 \right], \quad (\text{II.8})$$

и экспоненциальный

$$r(d) = \exp \left[-\frac{d}{d'} \right]. \quad (\text{II.9})$$

Для гауссовского распределения наклонов коэффициент направленности отраженного излучения

$$g = 1 + \bar{\alpha}^2. \quad (\text{II.10})$$

Величина $\bar{\alpha}$ определяется на основе функции отражения

$$F_r(\theta) \sim \frac{\exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta}{\bar{\alpha}} \right)^2 \right]}{\cos^4 \theta}. \quad (\text{II.11})$$

Для экспоненциального распределения

$$g = 1 + \frac{1}{C}. \quad (\text{II.12})$$

Величина $C = \frac{d'\lambda}{4\pi h_0}$ также определяется на основе функции отражения

$$F_s(\theta) \sim [\cos^4 \theta + C \sin^2 \theta]^{-3/2}. \quad (\text{II.13})$$

Выбор гауссовского или экспоненциального распределения наклонов производится на основе критерия лучшего соответствия $F_r(\theta)$ или $F_s(\theta)$ экспериментально измеренной функции отражения.

Для Венеры $\alpha \ll 1$ и $1/C \ll 1$, поэтому с достаточно хорошим приближением можно принимать, что для квазизеркального отражения $g \cong 1$.

Для поверхности, шероховатой в масштабе длины волны и изотропно рассеивающей отраженное излучение по закону Ламберта

$$F(\theta) = \cos^2\theta, \quad (\text{II.14})$$

коэффициент направленности отраженного излучения $g = 8/3$.

При обработке результатов радиолокационных измерений Венеры обычно принято представлять отраженный сигнал как сумму двух составляющих: квазизеркальной, обусловленной зеркальным отражением плоских участков ближайшей к Земле области планеты, и диффузной, обусловленной изотропно-рассеивающей частью поверхности, шероховатой в масштабе длины волны. В таком приближении полное эффективное сечение отражения планеты σ_0 может быть представлено в виде

$$\sigma_0 = g_3 R_{\Pi} (1 - a_d) + g_d R_{\Pi} a_d, \quad (\text{II.15})$$

где a_d — отношение площади участков диска планеты, дающих диффузное отражение, к полному сечению планеты, g_3 и g_d коэффициенты направленности зеркального и диффузного отражения.

Обозначая через b_3 и b_d отношение энергий зеркальной и диффузной компонент к полной мощности отраженного сигнала, учитывая, что $b_3 + b_d = 1$, принимая, в соответствии с вышеизложенным, $g_3 \cong 1$ и $g_d = 8/3$ и проведя несложные преобразования, получим

$$R_{\Pi} = \left(b_3 + \frac{3}{8} b_d \right) \sigma_0. \quad (\text{II.16})$$

Величины b_3 и b_d определяются из эксперимента.

Можно, далее, рассчитывать также

$$\left. \begin{aligned} a_3 &= \frac{b_3 \sigma_0}{R_{\Pi}}, \\ a_d &= \frac{3}{8} \frac{b_d \sigma_0}{R_{\Pi}}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.17})$$

Разделение на квазизеркальную и диффузную компоненты производится на основе анализа функции отражения, которую для этого удобно построить в логарифмическом масштабе:

$$\lg F(\theta) = f(1 + \lg \cos \theta).$$

Очевидно, что при таком построении функция отражения диффузной компоненты будет иметь вид прямой с угловым наклоном, равным -2 . Экстраполяцией этой прямой можно получить функцию отражения диффузной компоненты $F_d(\theta)$ во всем диапазоне углов θ от 0 до 90° . Величина b_d определяется из соотношения

$$b_d = \frac{\int_0^{90} F_d(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{90} F(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (\text{II.18})$$

Все остальное отражение считается квазизеркальным и для него принимается $g \cong g_z = 1$ и $b_z \equiv 1 - b_d$.

Экспериментально функция отражения может быть определена на основе данных измерения распределения интенсивности отражения по дальности или по данным измерения частотного спектра отраженного сигнала.

При отражении от сферической планеты сигнал растягивается во времени. Это обусловлено конечностью скорости распространения электромагнитных колебаний и глубиной отражающего тела по лучу зрения. Очевидно, что на приемнике первым будет зарегистрировано излучение, отраженное от точки поверхности планеты, ближайшей к земному наблюдателю. Эта точка (рис. 3) называется обычно «подрадарной точкой». Через время t после начала импульса отраженного сигнала принимаемая энергия будет обусловлена уже отражением точек поверхности планеты, находящихся на расстоянии $ct/2$ по лучу зрения за подрадарной точкой. Очевидно, что эти точки лежат на окружности, центр которой находится на прямой, проходящей через подрадарную точку и центр сферы планеты, на расстоянии $ct/2$ от первой. Нетрудно показать, что угол θ , под которым эта окружность видна из центра сферы,

связан с временем запаздывания отраженного сигнала t соотношением

$$t = \frac{2R}{c} (1 - \cos \theta), \quad (\text{II.19})$$

где R — радиус планеты.

Наибольшее запаздывание $t_M = 2R/c$ будет иметь место для излучения, отраженного от точек, находящихся на лимбе планеты ($\theta = 90^\circ$).

Применяя селекцию по времени, можно выделить отражение от различных областей планеты и таким образом исследовать раздельно эти области. Разрешающая способность такой селекции лимитируется конечностью длительности импульса τ радиопередающего устройства. Очевидно, что энергия сигнала, принятого во временном интервале $dt = \tau$ (рис. 4), соответствует отражению от

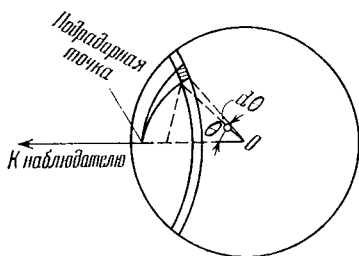


Рис. 3. Геометрия отражения импульсного сигнала от планеты.

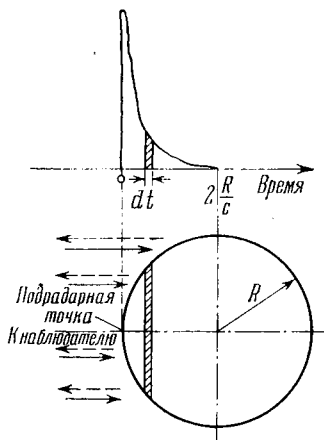


Рис. 4. Схематическое представление растягивания импульсного излучения во времени при отражении от планеты.

кольца (см. рис. 3) угловой шириной $d\theta$, определяемой соотношением

$$dt = \frac{2R}{c} \sin \theta d\theta. \quad (\text{II.20})$$

На основе этого соотношения можно по измеренному временному спектру $P(t)$ построить угловой спектр $P(\theta)$ отражения от колец, облучаемых импульсом длительностью τ .

Площадь этих колец равна

$$\Delta S = \pi R c t, \quad (\text{II.21})$$

т. е. не зависит от положения кольца на сфере. Поэтому угловой спектр $P(\theta)$ характеризует отражение не только колец одинаковой глубины, но и является также характеристикой отражения единичного элемента поверхности, т. е. является (после нормализации) искомой функцией отражения $F(\theta)$.

Кроме растягивания во времени, отраженный сигнал отличается от излученного и частотным спектром. Первое отличие обусловлено доплеровским смещением средней частоты, вызываемым поступательным движением планеты относительно наблюдателя с лучевой скоростью v и равным

$$\Delta v = \frac{2v}{c} v_0, \quad (\text{II.22})$$

где v_0 — частота излученного сигнала. Второе отличие вызвано доплеровским уширением, возникающим из-за вращения планеты.

Можно показать *), что на поверхности сферы геометрическими местами точек, имеющих одинаковую линейную скорость по лучу зрения на наблюдателя, а следовательно, и одинаковое доплеровское смещение, являются окружности, центры которых находятся на прямой, проходящей через центр сферы перпендикулярно к плоскости, образованной направлением на наблюдателя и осью вращения планеты (рис. 5).

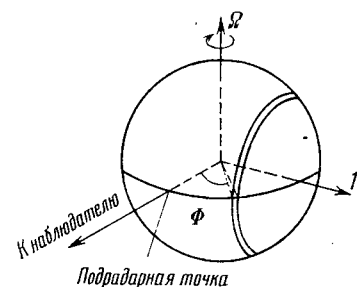


Рис. 5. Геометрия доплеровского смещения частоты при отражении от вращающейся планеты. 1 — линия центров окружностей одинакового доплеровского смещения.

Для наблюдателя эти окружности представляются отрезками прямых, параллельными проекции оси вращения на картинную плоскость (рис. 6).

*) См., например Э. Р. М у с т е л ь, Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960, стр. 339—340.

При видимой угловой скорости вращения планеты относительно проекции оси вращения на картинную плоскость Ω каждый такой отрезок, находящийся на расстояниях x от проекции оси вращения планеты, имеет дополнительную линейную скорость по лучу зрения, равную $2x\Omega$, и дополнительное доплеровское смещение частоты

$$\delta\nu = \frac{2x\Omega}{c} \nu_0. \quad (\text{II.23})$$

Полное доплеровское уширение спектра излучения, отраженного от всей планеты, составляет

$$B = \frac{2R\Omega}{c} \nu_0, \quad (\text{II.24})$$

где R — радиус планеты.

Связь функции отражения с частотным спектром отраженного сигнала $P(\nu)$ определяется соотношением

$$P(\nu) \sim \pm \int_0^{\sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \nu^2}} \frac{P(\theta)}{\sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \nu^2 - y^2}} dy, \quad (\text{II.25})$$

где

$$\theta = \arcsin \left[\frac{2 \sqrt{\nu^2 + y^2}}{B} \right].$$

Обратное преобразование может быть произведено с помощью интегрального уравнения Абеля, которое дает

$$P(\theta) \sim \cos \theta \int_{\frac{B}{2} \sin \theta}^{B/2} \frac{P'(\nu) d\nu}{\sqrt{\nu^2 - \left(\frac{B}{2} \sin \theta\right)^2}}. \quad (\text{II.26})$$

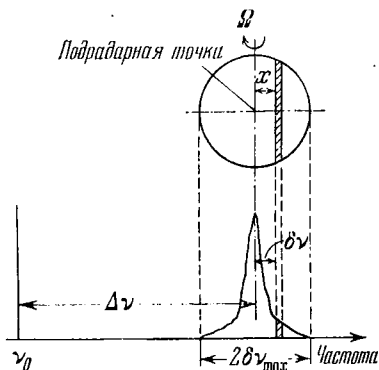


Рис. 6. Схематическое представление доплеровского уширения спектра при отражении от вращающейся планеты.

Полная мощность отраженного излучения

$$P_0 = \int_0^{2R/c} P(t) dt = \int_{-B/2}^{B/2} P(\nu) d\nu. \quad (\text{II.27})$$

Все приведенное выше рассмотрение проведено в предположении прозрачности атмосферы планеты и справедливо поэтому лишь для тех диапазонов радиоволн (для Венеры $\lambda \geq 20$ см), для которых это предположение имеет место. При обработке и интерпретации результатов измерений на более коротких волнах необходимо учитывать поглощение в атмосфере. Поглощение уменьшает величину отраженного сигнала в $e^{-2\tau}$ раз, где $\tau(\lambda, \theta)$ — оптическая толщина атмосферы планеты на волне λ в точке, планетоцентрический угол которой относительно подрадарной точки равен θ . При $\theta < 85^\circ$ зависимость от θ может быть представлена в виде

$$\tau(\theta) = \tau(0) \sec \theta.$$

С учетом поглощения измеренное эффективное сечение отражения $\sigma_a = \sigma_{a0} e^{-2\tau(\lambda)}$, где σ_{a0} — эффективное сечение отражения планеты без атмосферы.

Оптическая толщина связана с коэффициентом поглощения известным соотношением

$$\tau(\lambda, \theta) = \int_0^\infty \kappa(\lambda, h) dh. \quad (\text{II.28})$$

В атмосфере Венеры поглощение радиоволн определяется главным образом поглощением в углекислом газе и, частично, в водяном паре:

$$\kappa(\lambda, h) = \kappa_{\text{CO}_2}(\lambda, h) + \kappa_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda, h). \quad (\text{II.29})$$

Поглощение в углекислом газе может быть определено по полуэмпирической формуле Хо, Кауфмана и Теддиуса [346]

$$\kappa_{\text{CO}_2}(\lambda, h) = (15,7f_{\text{CO}_2} + 3,9f_{\text{CO}_2} \cdot f_{\text{N}_2}) \times \\ \times \frac{1}{\lambda^2} [p(h)]^2 \left[\frac{273}{T(h)} \right]^5 \cdot 10^{-3} (\text{км}^{-1}), \quad (\text{II.30})$$

где f_{CO_2} и f_{N_2} — относительное содержание углекислого газа и азота в атмосфере (по объему, давлению или числу

молекул), $p(h)$ — полное давление (в $\text{кг} \cdot \text{см}^{-2}$) в атмосфере на высоте h над поверхностью, $T(h)$ — температура атмосферы на высоте h .

Поглощение в водяном паре может быть определено по квантовомеханической формуле [25]

$$\kappa_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda, h) = \left\{ 2,3 \cdot 10^4 \left[e^{-\frac{642,219}{T(h)}} - e^{-\frac{643,283}{T(h)}} \right] \times \right. \\ \times \frac{\Delta\nu}{\left(0,5476 - \frac{1}{\lambda^2} \right)^2 + 4(\Delta\nu)^2 \frac{1}{\lambda^2}} + 1,577 \cdot 10^3 \frac{p(h)}{T(h)} \left. \right\} \times \\ \times \frac{\rho(h)}{\lambda^2 [T(h)]^{1,5}} (\text{км}^{-1}). \quad (\text{II.31})$$

Здесь

$$\Delta\nu = 0,1493 p(h) \left[\frac{T(h)}{300} \right]^{-0,626} (\text{см}^{-1})$$

— полуширина линии водяного пара $5_{-1} - 6_{-5}$, ρ — абсолютная влажность в $\text{г}/\text{м}^3$.

Сочетание селекции по временному запаздыванию, позволяющей выделить сигнал, отраженный от определенного кольца на видимом диске планеты (см. рис. 3), с селекцией по частоте, позволяющей выделить отражение от полосы, находящейся на определенном расстоянии от оси вращения планеты (см. рис. 5), дает возможность разрешать на диске планеты относительно малые области, соответствующие пересечению указанных колец и полос (рис. 7). Таким образом, можно исследовать распределение отражательных свойств по диску планеты с помощью наземных антенн, ширины диаграммы направленности которых слишком велики, чтобы производить такие измерения за счет углового разрешения. Ограничением этого метода увеличения углового разрешения является его неоднозначность. Пересечение кольца с полосой образует две области (рис. 7), разделить которые без дополнительной селекции не представляется возможным. Такая селекция может быть осуществлена либо за счет изменения ориентации областей неоднозначности при вращении планеты, что требует длительных измерений, либо за счет использования интерференционной системы на приеме или передаче.

Угловая скорость видимого вращения планеты относительно проекции оси вращения на картинную плоскость Ω может быть определена из соотношения (II.24) с помощью измерения уширения спектра отраженного сигнала B .

Однако если отражающая поверхность является достаточно гладкой (т. е. характерный размер шероховатостей мал по сравнению с длиной волны, на которой производится исследование), основная

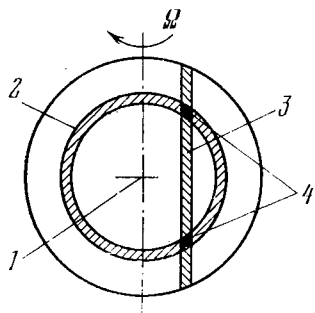


Рис. 7. Схематическое представление увеличения разрешающей способности за счет селекции по времени и частоте. 1 — подрадарная точка; 2 — кольцо, выделяемое селекцией по времени; 3 — полоска, выделяемая селекцией по частоте; 4 — области, выделяемые сочетанием селекции по времени и по частоте.

часть первичного излучения отражается от сравнительно небольшой (равной первой зоне Френеля) центральной части планеты; отражение же от краев диска очень мало. Поэтому измерения полной ширины спектра отраженного сигнала требуют значительного превышения сигнала над шумом, не достигнутого еще в большинстве измерений сегодняшнего дня. Эта трудность может быть преодолена сочетанием спектральных измерений с измерениями распределения отражения по дальности. Одинокое измерение, сколь бы оно ни было точно, позволяет определить лишь видимую скорость вращения пла-

неты для земного наблюдателя, но не дает ответа на вопрос о направлении вращения и об ориентации оси вращения. Указанные параметры могут быть определены по характеру изменения видимой скорости вращения планеты со временем лишь из длительных радиолокационных измерений. Видимое вращение планеты для земного наблюдателя является результатом ее истинного вращения и, кроме того, движения Земли относительно планеты. Анализ характера изменения видимой скорости вращения дает возможность определить также ориентацию оси, а следовательно, и полюсов вращения планеты.

При наличии на поверхности планеты областей, обладающих отличной от среднего отражающей способностью,

можно независимо определить период, направление вращения и ориентацию оси на основе измерений перемещения этих областей по видимому диску планеты, применяя для этого описанную выше селекцию по времени и частоте.

Наконец, измеряя время запаздывания прихода переднего фронта отраженного импульса, можно определить радиус планеты в подрадарной точке, а при длительных наблюдениях — фигуру и рельеф подрадарной области планеты.

§ 11.3. Радиолокационные определения элементов вращения

Первая попытка радиолокации Венеры была предпринята в течение двух дней февраля 1958 г. Прайсом и другими [465]. Измерения проводились на волне 68 см с помощью 26-метровой антенны Линкольнской лаборатории Массачусетского технологического института (США). Из-за малого отношения сигнал/шум отраженный сигнал выявлялся лишь статистической обработкой. Из четырех серий наблюдений, подвергнутых такой обработке, сигнал, по-видимому, был выявлен лишь в двух. Последующие измерения, проведенные в этой же лаборатории [448], показали, что астрономическая единица была определена неправильно. В связи с этим Петтенгилл [449], являющийся одним из авторов работы [465], полагает, что полученный в 1958 г. сигнал не является отражением от Венеры, а обусловлен каким-то паразитным эффектом. Поэтому нельзя считать достоверной и величину эффективного сечения радиолокационного отражения Венеры, которая по данным этого эксперимента, равна геометрической площади поперечного сечения планеты, т. е. примерно в семь раз больше полученной в последующих измерениях.

Попытка Петтенгилла и Прайса [446] произвести радиолокацию Венеры около следующего нижнего соединения 1959 г. также оказалась безуспешной: отраженный сигнал не был обнаружен.

Эванс и Тейлор [293], также проводившие радиолокацию Венеры в 1959 г. на радиоастрономической станции Джодрелл Бэнк в Англии, сообщили об обнаружении отраженного сигнала, в 2,5 раза превышающего шум и

соответствующего эффективному сечению отражения 0,5% и величине астрономической единицы, совпадающей с полученной Прайсом и др. [465] и оказавшейся ошибочной. В этой связи представляется вероятным, что эти измерения также являются ошибочными.

Первые успешные радиолокационные измерения Венеры были проведены около нижнего соединения 1961 г. в СССР группой сотрудников Института радиотехники и электроники АН СССР под руководством академика В. А. Котельникова [73, 74, 386], в США в Линкольнской лаборатории Массачусетского технологического института Петтенгиллом и др. [447] и в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института [409, 535, 536] и в Англии на радиоастрономической обсерватории Джодрелл Бэнк [524].

В ходе этих и последующих экспериментов измерялись частотный и временной спектры отраженного излучения, доплеровское смещение его частоты, интенсивность отраженного излучения и его деполяризация, а также время распространения сигнала.

Элементы вращения планеты определялись на основе измерений угловой скорости ее вращения, производимых несколькими методами.

В основе первого метода лежит измерение ширины спектра B отраженного излучения при облучении планеты монохроматическим сигналом частоты ν_0 . Угловая скорость Ω определяется из соотношения (II.24).

Первые измерения частотного спектра отраженного излучения Венеры были произведены в 1961 г. в СССР в Институте радиотехники и электроники АН СССР В. А. Котельниковым и др. и в США — в Лаборатории реактивного движения Калифорнийского технологического института и в Линкольнской лаборатории Массачусетского технологического института.

Согласно измерениям ИРЭ АН СССР, проведенным на частоте 700 Мгц (длина волны 43 см), спектр отраженного сигнала содержит два компонента: узкополосный и широкополосный.

Ширина узкополосного компонента была меньше 4 гц и ее интенсивность почти не изменялась за все дни наблюдений. Широкополосная составляющая занимала полосу частот до 400 гц и сильно изменялась от дня ко дню.

Энергия отраженного излучения широкополосной составляющей была соизмерима с узкополосной составляющей.

При предположениях, что узкополосная составляющая обусловлена отражением от поверхности Венеры, и что размер отражающего пятна по аналогии с Луной равен $1/10$ видимого диска планеты, период вращения Венеры был определен бóльшим 100 суток.

Измерения частотного спектра в Лаборатории реактивного движения и в Линкольнской лаборатории проводились с более высоким разрешением и также показали, что спектр отраженного Венерой излучения очень узок и соответствует периоду вращения планеты от 200 до 400 суток. Широкополосная компонента отраженного сигнала в этих измерениях обнаружена не была.

Более полные и точные данные были получены в измерениях около нижнего соединения Венеры 1964 г.

Результаты измерений, проведенных в Институте радиотехники и электроники АН СССР [76], соответствуют обратному вращению Венеры с периодом 230 ± 25 суток.

По измерениям на Ионосферной обсерватории Аресибо Корнелльского университета период вращения Венеры $T = 244,3 \pm 2$ суток, направление вращения обратное, координаты северного *) полюса $\alpha = 270,9 \pm 1^\circ$; $\delta = 66,4 \pm 1^\circ$ [287].

Второй метод основан на измерении скорости перемещения по диску планеты пекулярных областей с повышенной отражательной способностью.

При наличии на поверхности планеты каких-либо образований, имеющих отличные от среднего отражательные характеристики в диапазоне радиоволн, высокое разрешение, достигаемое в радиолокационных измерениях Венеры селекцией по времени и по частоте, делает возможным измерение вращения Венеры обычным геометрическим способом по наблюдению перемещения этих образований по видимому диску планеты. Первые измерения такого рода были проведены Голдстейном и Карпентером в 1962 г. [317].

*) По рекомендации Международного Астрономического союза северным считается полюс, находящийся к северу от эклиптики (точнее, от неизменной плоскости Лапласа).

На спектре отраженного сигнала ими была замечена деталь, соответствующая повышенному отражению, причем положение этой детали систематически изменялось от дня ко дню. На рис. 8 показано смещение этой детали в спектре относительно нулевой частоты, соответствующей центральному меридиану Венеры. По оси ординат на

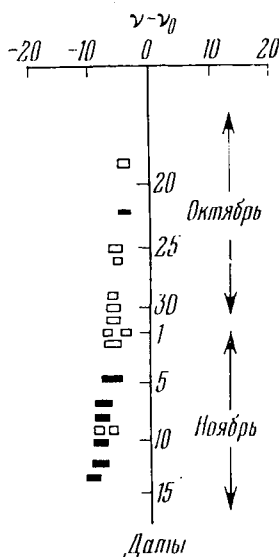


Рис. 8. Частотный сдвиг детали повышенного отражения относительно центральной частоты в зависимости от даты.

этом графике нанесены даты наблюдений. Зачерненные прямоугольники соответствуют хорошему отождествлению детали, светлые — сомнительному. Ширина прямоугольников характеризует ширину спектра отражения детали.

Относительное постоянство детали свидетельствует в пользу того, что она обусловлена действительно некоторым реальным образованием на поверхности Венеры и что ее движение является результатом вращения Венеры.

Связь между видимой угловой скоростью вращения планеты Ω и скоростью смещения детали на частотном спектре отраженного сигнала $\dot{\nu}$ выражается соотношением

$$\Omega = \frac{\lambda}{2R} (\sec \varphi \cdot \sec \psi \dot{\nu})^{1/2}, \quad (\text{II.32})$$

где λ — длина волны, на которой производятся измерения, φ и ψ —

планетоцентрические широта и долгота наблюдаемого образования.

Долгота образования может быть оценена сопоставлением смещения детали с полной шириной спектра. Такая оценка, произведенная по наилучшим спектрам около нижнего соединения в предположении о том, что крайние точки спектра соответствуют отражению от лимба планеты, приводит к видимой угловой скорости вращения Венеры $(2,0 \pm 0,87) \cdot 10^{-7}$ радиан $\cdot$ сек $^{-1}$. При

предположении о перпендикулярности оси вращения к плоскости орбиты планеты, полученные данные соответствуют прямому вращению с периодом 1200 суток или обратному вращению с периодом 230^{+40}_{-50} суток, согласуясь, таким образом, с результатами измерений уширения спектра.

Наиболее точные данные об элементах вращения Венеры получены на основе определения времени появления указанных деталей спектра в течение нескольких нижних соединений. Так, по наблюдениям трех деталей повышенного отражения, проведенным на обсерватории Аресибо около нижних соединений 1964, 1967 и 1969 гг. [369], период вращения планеты равен $243,0 \pm 0,1$ земных суток, а координаты полюса оси вращения $\alpha = 272^\circ,7 \pm \pm 0^\circ,7$ и $\delta = 65^\circ,3 \pm 1^\circ,0$.

Наблюдения, проведенные Карпентером [234] в Лаборатории реактивного движения в течение четырех нижних соединений (1962, 1964, 1966 и 1967 гг.) дали период вращения $T = 242,98 \pm 0,04$ суток и координаты северного полюса $\alpha = 274^\circ,1 \pm 3^\circ$, $\delta = 71^\circ,4 \pm 1^\circ$ (1950,0).

Последняя независимая оценка периода вращения Венеры была произведена на основании результатов радиолокационных измерений замирания и усиления радиолокационного сигнала на волне 6 м [380]. По характерному времени этих замираний период вращения Венеры оценен равным от 180 до 280 земных суток.

Приведенные результаты показывают, что период вращения Венеры равен или очень близок к периоду резонансного вращения планеты относительно Земли (243,16 земных суток). При этом в каждом нижнем и верхнем соединении Венера всегда обращена к Земле одной и той же стороной.

При обратном направлении вращения это соответствует продолжительности солнечных суток на Венере 117 земных суток, т. е. венерианский год состоит примерно из двух венерианских солнечных суток.

Резонансное относительно Земли вращение Венеры обусловлено, по-видимому, действием гравитации Земли на несимметричную фигуру Венеры. Для устойчивости этого состояния необходимо, чтобы стабилизирующий момент

Земли

$$T_{\oplus} = \frac{\gamma M_{\oplus} M_{\odot} R_{\odot}^2 (B - A)}{2(AE)^3} k(q) \quad (\text{II.33})$$

(γ — гравитационная постоянная, $M_{\oplus}$, $M_{\odot}$ — массы Земли и Венеры, AE — астрономическая единица, $k(q)$ — функция, рассчитанная и табулированная в [316]), был больше приливного момента Венеры в гравитационном поле Солнца

$$T_{\odot} = \frac{3k\gamma M_{\oplus}^2 R_{\odot}^5}{2Qa^6} \quad (\text{II.34})$$

(k — приливные числа Лява, определяемые жесткостью планеты, a — расстояние от Солнца, стремящегося затормозить вращение планеты).

Выявленная асимметрия фигуры Венеры (см. главу I), по-видимому, достаточна для обеспечения разности моментов инерции ($B - A$) относительно экваториальных осей, необходимой для выполнения условия $T_{\oplus} > T_{\odot}$. Дополнительным фактором, способствующим синхронизации вращения Венеры Землей, на который обратили внимание Голд и Сотер [315], являются суточные вариации давления в атмосфере Венеры за счет нагрева Солнцем. При этом минимальные давление и масса атмосферы приходится на послеполуденную, а максимальные давление и масса — на дополуденную части атмосферы. Такое распределение масс атмосферы создает в гравитационном поле момент $T'_{\odot}$, противоположный по знаку моменту $T_{\odot}$, т. е. ускоряющий вращение планеты. Это уменьшает влияние приливного момента Солнца и облегчает синхронизацию вращения Венеры Землей. С учетом атмосферного момента условием синхронизации вращения Венеры Землей является $T_{\oplus} > T_{\odot} - T'_{\odot}$. Момент $T'_{\odot}$, создаваемый атмосферой планеты, пропорционален периоду вращения P

$$T'_{\odot} = FP; \quad (\text{II.35})$$

где F — величина, постоянная для данной планеты. В этой связи Голд и Сотер считают, что эволюция периода вращения Венеры могла проходить следующим образом. При образовании Венера получила более быстрое, чем в настоящее время, обратное вращение. Из-за быстрого

вращения влияние атмосферы было мало, тормозящий момент Солнца был больше синхронизирующего момента Земли

$$T_{\odot} - FP > T_{\oplus},$$

и вращение планеты замедлялось. При этом увеличивался атмосферный момент $T'_{\odot} = FP$ так, что при некотором P , находящемся в кратном соотношении с синодическим периодом, условие

$$T_{\oplus} > T_{\odot} - FP$$

стало выполняться и вращение Венеры оказалось синхронизированным Землей.

Направление оси вращения Венеры близко к полюсу ее орбиты ($\alpha = 276^\circ$, $\delta = 66^\circ$): отклонение полюса планеты от полюса орбиты не превышает 6° . Поэтому сезонные вариации, аналогичные земным временам года, на Венере не должны быть сильно выражены.

Международный Астрономический союз утвердил в 1970 г. рекомендацию принять сидерический период вращения равным 243,0 суткам и ориентацию Северного полюса $\alpha = 273^\circ,0$ и $\delta = +66^\circ,0$ (1950,0).

В принципе, по аналогии с Землей, можно ожидать изменения положения полюсов со временем из-за прецессии и нутации. Однако нутация весьма мала, а прецессия действует очень медленно. Поэтому практически можно считать положение полюсов неизменным.

§ II.4. Топография и рельеф поверхности

Одной из важных задач физики Венеры является выявление на ее поверхности областей с различными физическими свойствами, определение местоположения, размеров и форм этих областей и сопоставление этих данных с другими характеристиками планеты.

В связи с непрозрачностью атмосферы Венеры для видимого и инфракрасного излучений такие сведения могут быть получены или прямым зондированием с помощью спускаемых аппаратов или на основе радиоастрономических и радиолокационных измерений.

Спускаемые аппараты могут дать наиболее полную и точную информацию о свойствах поверхности в месте их

спуска. Однако посылка на Венеру в обозримое время сотен спускаемых аппаратов, необходимых для решения такой задачи, представляется мало реальной.

Радиоастрономические измерения, проводимые в двух плоскостях поляризации на нескольких длинах волн, могли бы, при наличии достаточно высокого разрешения, определить распределение температуры, диэлектрической проницаемости и высоты над средним уровнем по поверхности планеты. Однако разрешающая способность имеющихся и строящихся наземных радиотелескопов недостаточна для исследования отдельных областей на Венере.

Весьма перспективный для решения этой задачи способ увеличения разрешающей способности путем установки радиотелескопа на космический аппарат, пролетающий на близком расстоянии от планеты или выведенный на орбиту ее искусственного спутника, с успехом примененный на советской АМС «Марс-3» для исследования Марса [12], пока еще не реализован для исследования Венеры *). Поэтому единственным способом исследования деталей поверхности Венеры является пока радиолокация, в которой высокое разрешение по планете достигается за счет частотно-временной селекции (см. § II.2). При этом на планете могут быть выявлены области, обладающие различными отражательными свойствами. По времени прихода переднего фронта импульса отраженного сигнала может быть также определена высота поверхности в подрадарной точке и, таким образом, получены сведения о рельефе поверхности.

Как уже упоминалось выше, в 1962 г. Голдстейном и Карпентером [317] на спектре отраженного сигнала были обнаружены детали, соответствующие локальным областям на поверхности планеты, имеющим повышенную отражательную способность. Для определения местоположения этих областей на поверхности планеты Карпентер применил планетоцентрическую систему координат, в

*) Единственный эксперимент с установкой радиотелескопа на космический аппарат «Маринер-2», пролетавший около Венеры, был проведен в США в 1962 г. [193, 194, 196]. Однако атмосфера Венеры непрозрачна для волн 1,35 и 1,9 см, на которых производились эти измерения, поэтому полученные в этом эксперименте данные не дают информации о поверхности планеты.

которой за нулевой был принят меридиан, проходящий через область, соответствующую наибольшему отражению и названную Голдстейном α -областью. Направление отсчета долгот было выбрано таким, чтобы долгота центрального для земного наблюдателя меридиана увеличивалась при вращении Венеры. В связи с использованием некоторыми наблюдателями других систем отсчета и неоднозначностью определения северного и южного полюсов Венеры, Международный Астрономический союз принял в 1970 г. основные положения о планетоцентрической системе координат Венеры, согласно которым северный полюс Венеры находится к северу от плоскости эклиптики, его координаты определены равными: прямое восхождение $\alpha = 273^{\circ},0$; склонение $\delta = +66^{\circ},0$ (1950,0). Долготы считаются возрастающими с течением времени для земного наблюдателя. Нулевой меридиан проходит через α -область и определяется таким образом, чтобы долгота центрального для земного наблюдателя меридиана в 0^h 20 июня 1964 г. (Ю. Д. 2 438 566,5) составляла $320^{\circ},0$. Планетоцентрическая широта центра области α составляет -30° . Вторая область повышенного отражения, названная Голдстейном β , находится около долготы 280° и широты $+20^{\circ}$.

В измерениях Карпентера, проведенных в Лаборатории реактивного движения в 1964 г. [232], область β была разрешена на три области, названные им В, С, D. Измерения, проведенные около нижнего соединения 1964 г. в ИРЭ АН СССР, Лаборатории реактивного движения и Ионосферной обсерватории Аресибо (США), подтвердили наличие на поверхности планеты пекулярных областей повышенного отражения. Пример спектра отражения Венеры с такими деталями приведен на рис. 9.

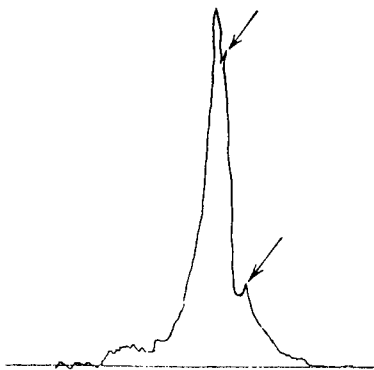


Рис. 9. Частотный спектр отражения Венеры на волне 12,5 см. Стрелками отмечены детали, соответствующие областям повышенного отражения.

На волне 70 см проведены измерения трех выбранных деталей повышенного отражения около трех нижних соединений Венеры 1964, 1967 и 1969 гг. [369]. Две детали, названные Гаусс и Герц, совпадают с деталями C1 и D2 Карпентера. Третья деталь, названная Максвелл (цитерографические широта $64 \pm 2^\circ$ и долгота $3,5 \pm 1^\circ$), ранее не наблюдалась. Список областей повышенного отражения с их координатами приведен в табл. 3.

Повышенное отражение может быть обусловлено следующими особенностями исследуемой области:

1. Различием в материале поверхности и, следовательно, диэлектрической проницаемости.

2. Локальной возвышенностью и, следовательно, меньшим поглощением в атмосфере.

3. Более перовой фактурой поверхности.

Анализ изменения величины повышенного отражения на волне 3,8 см при движении пекулярной области по диску и, следовательно, при изменении угла выхода излучения, показал, что главной причиной повышенного отражения являются неровности поверхности. Однако одни неровности поверхности не могут объяснить количественно повышенное отражение α -области; необходимо, кроме того, увеличение диэлектрической проницаемости или увеличение высоты.

Поляризационные измерения также показывают, что области повышенного отражения являются более шероховатыми (в масштабе длин волн радиолокационных измерений). Детали с аномальным отражением имеют в деполаризованном отражении значительно больший (примерно в 10 раз) контраст с окружающей поверхностью, чем в поляризованном отражении.

В настоящее время трудно однозначно интерпретировать эти особенности планеты. Вместе с тем, имеющиеся экспериментальные данные радиолокационного зондирования указывают на существенную неоднородность поверхности Венеры.

Детальная карта отражательных свойств Венеры была составлена Роджерсом и Ингаллсом [473] по измерениям, проведенным на волне 3,8 см. Для исключения неоднозначности между северным и южным полушариями, при существующей частотно-временному методу селекции (см. § II.2), прием отраженного излучения производился на две

Детали повышенного радиолокационного отражения на поверхности Венеры

$\lambda = 3,8$ см, станция Хайстек, Роджерс и др.			$\lambda = 12,5$ см, Лаб. реакт. движения, Голдстейн			$\lambda = 12,5$ см, Лаб. реакт. движения, Карпентер			$\lambda = 70$ см, Аресибо, Джургенс		
наименование детали	долгота	широта	наименование детали	долгота	широта	наименование детали	долгота	широта	наименование детали	долгота	широта
						A	$251^{\circ} \pm 0^{\circ},5$	$6^{\circ},3 \pm 2^{\circ},3$			
B	$279^{\circ} \pm 3^{\circ}$	$-12^{\circ} \pm 3^{\circ}$				B	$281,9 \pm 2,6$	$-3,3 \pm 8,7$			
						B1	$284,2 \pm 0,6$	$-11,9 \pm 4,4$			
II	279 ± 2	24 ± 2	β	$282^{\circ} \pm 6^{\circ}$	$23^{\circ} \pm 4^{\circ}$	C1	$283,2 \pm 0,6$	$16,7 \pm 2,1$	Гаусс Герц	$279^{\circ} \pm 1^{\circ}$ 281 ± 1	$25^{\circ} \pm 1^{\circ}$ 32 ± 1
III	282 ± 2	31 ± 2				D2	$290 \pm 0,7$	$22,7 \pm 1,7$			
A	292 ± 2	23 ± 2									
IV	295 ± 3	-7 ± 3				C2	$290,0 \pm 0,7$	$-2,5 \pm 3,7$			
						C	$291,1 \pm 1,3$	$-6,8 \pm 5,8$			
						D	$299 \pm 1,8$	$-1,7 \pm 7,1$			
						D ³	$299,5 \pm 0,7$	$-2,5 \pm 4,1$			
D	321 ± 4	10 ± 4				E	$310,7 \pm 0,9$	$6,4 \pm 8,5$			
C	324 ± 3	-13 ± 2									
I	359 ± 2	-26 ± 3	α	0	-29 ± 2	F	$0 \pm 0,7$	$-26,7 \pm 1,8$			
									Макс-велл	$3,5 \pm 1$	64 ± 2
						G	$15,7 \pm 0,8$	$-12,4 \pm 2,1$			

разнесенные антенны, работавшие как радиоинтерферометр. Ширина интерференционного лепестка равна 0,1 диска Венеры. На основании наблюдений в течение пяти дней апреля 1969 г. построена карта отражательных свойств поверхности, ограниченной долготами 0 и -80° (по системе МАС) и широтами от -50° до $+40^\circ$ (рис. 10).

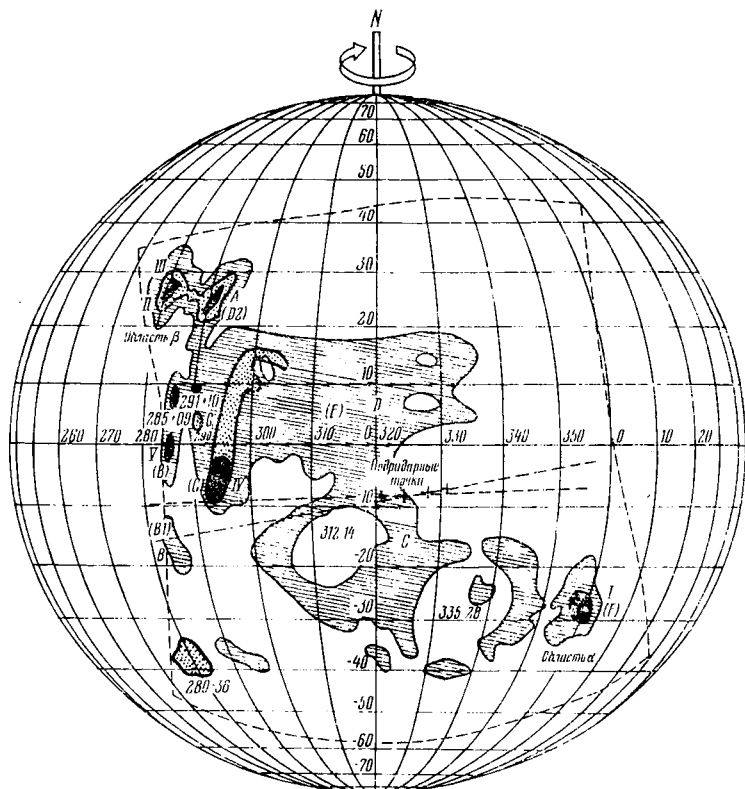


Рис. 10. Карта отражательных свойств поверхности Венеры на волне 3,8 см. Пунктирная линия — граница области топографирования.

Выявлены два больших круговых образования, подобных лунным морям, с центрами $\lambda = 335^\circ$, $\varphi = -28^\circ$ и $\lambda = 312^\circ$, $\varphi = -14^\circ$. Первое образование четко выявлялось в каждый день наблюдения. Второе образование менее четкое.

Независимые измерения распределения отражательных свойств по поверхности Венеры проведены Голдстейном и др. [320] на волне 12,5 см весной 1969 г. и осенью 1970 г. Разрешение на поверхности планеты составляло около 50×50 км, однако неоднозначность между северной и южной полусферами не полностью исключена.

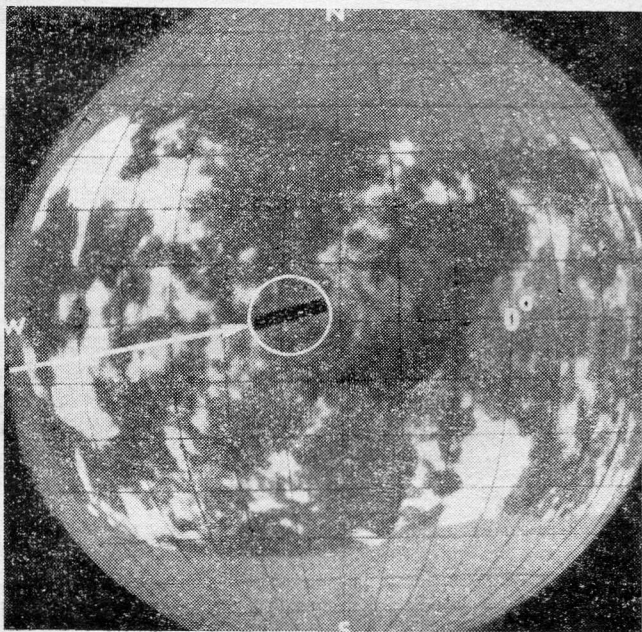


Рис. 11. Карта отражательных свойств поверхности Венеры на волне 12,5 см.

Результаты измерений приведены на рис. 11. Отношение интенсивности отражения «ярких» и «темных» областей достигает $20 : 1$. Области повышенного отражения α , β и δ имеют кругоподобную форму и поперечный размер около 1000 км.

Наиболее детальное измерение распределения отражательных свойств и топографии поверхности Венеры было произведено около нижнего соединения 1972 г. [285].

Разрешающая способность по поверхности планеты была повышена по сравнению с 1970 г. в пять раз и

составляла 10 км. С таким разрешением была более детально исследована область диаметром около 1500 км с центром $\lambda = 320^\circ$, $\varphi = +2^\circ$. На рис. 11 эта область обозначена кружком.

Построенная радиолокационная карта, приведенная на рис. 12, выявила в этой области более десяти кольцевых кратеров диаметром от 35 до 150 км, подобных по виду кратерам на Луне. Более мелкие кратеры не могут быть обнаружены из-за ограничения разрешающей способности.

Первая результативная попытка исследования рельефа поверхности Венеры была предпринята У. Смитом и др. [508] на станции Хайстек. Проведенные ими на волне 3,8 см радиолокационные измерения в ограниченном интервале долгот выявили возвышенность высотой около 2 км на долготе около 330° . Протяженность возвышенности по долготе составляет около 150 км. Эта возвышенность дает также в 2,5 раза большее отражение, чем окружающая ее область. К настоящему времени на станциях Хайстек и Аресибо проведены радиолокационные измерения топографии всей экваториальной области [231]. Измерения проводились на волнах 3,8 и 70 см с августа 1967 г. по ноябрь 1970 г. и охватывают восемь полных оборотов Венеры относительно Земли. Изменение широты подрадарной точки за этот период дало возможность охватить область широт от -9° до $+10^\circ$. В первых измерениях разрешение по высоте было не хуже 1 км. В последних измерениях 1970 г. разрешение по высоте улучшено до 150 м. Разрешение по поверхности планеты составляло от 200 до 400 км. Результаты измерений приведены на рис. 13.

Наиболее примечательной является возвышенная область высотой около 3 км над уровнем средней поверхности, соответствующей экваториальному радиусу $6050,0 \pm 0,5$ км. Долгота этой области около 90° . Протяженность области около 6000 км по долготе и по крайней мере 500 км по широте.

Склоны этой возвышенной области неодинаковы. В сторону уменьшения долготы склон пологий — средний угол около $0^\circ,04$. В сторону увеличения долготы склон значительно более крутой — средний угол около $0^\circ,5$.

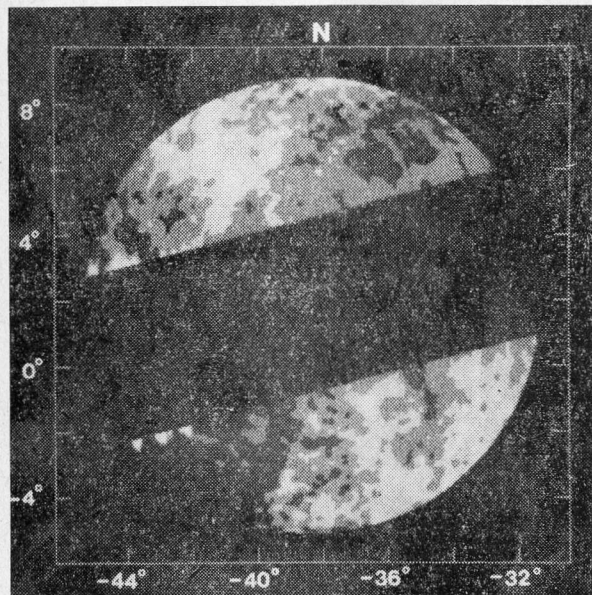
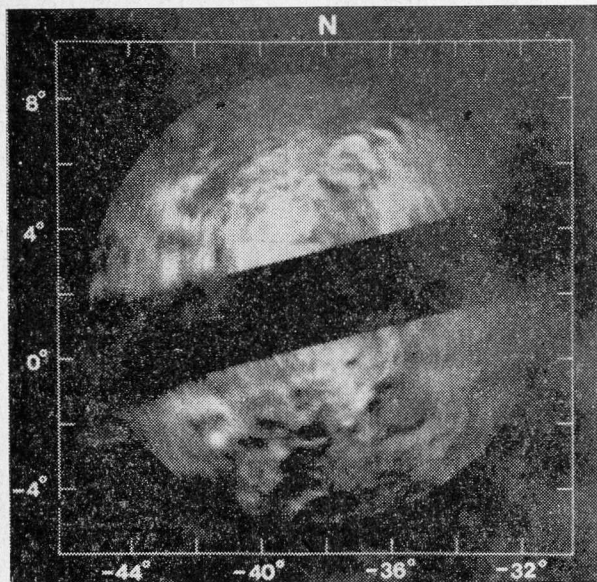


Рис. 12. Крупномасштабная карта радиолокационного отражения области Венеры, обозначенная кружком на рис. 11 (слева); и карта высот той же области (справа). Различие высот между контурами 200 м.

Измерения рельефа, проведенные на разных оборотах Венеры, согласуются друг с другом в пределах 200—500 м. Независимое определение профиля высоты экваториальной области Венеры проведено Роджерсом и др. [474] по данным изменения эффективного сечения радиолокационного отражения планеты на волне 3,8 см с планетоцентрической долготой. Радиоизлучение на этой волне сильно

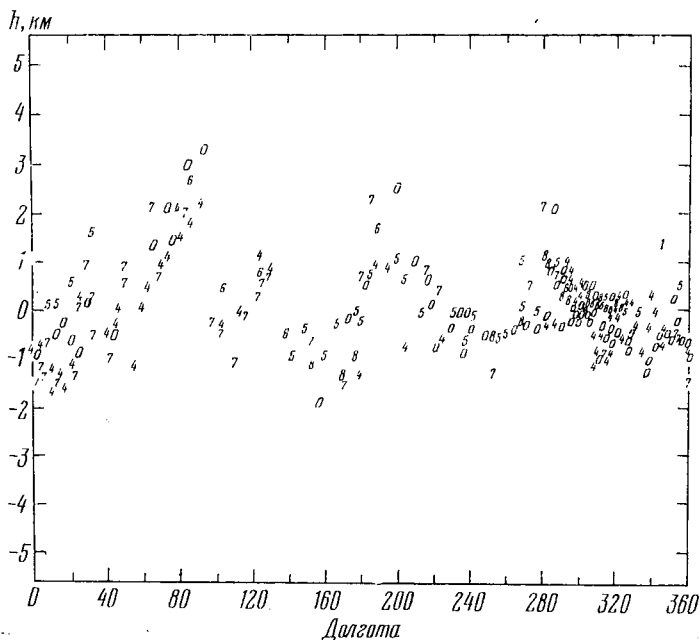


Рис. 13. Профиль высот поверхности экваториальной области Венеры, определенный по радиолокационным измерениям дальности. Цифрами обозначены номера оборотов Венеры относительно Земли, отсчитываемые от августа 1967 г. Нулевой уровень высот соответствует экваториальному радиусу Венеры $6050,0 \pm 0,5$ км.

поглощается в атмосфере Венеры. Сравнивая эффективные сечения радиолокационного отражения на этой волне и на более длинных волнах, где поглощение мало, можно определить величину поглощения в атмосфере и ее толщину, а следовательно, высоту поверхности.

Результаты определения таким способом профиля высот, приведенные на рис. 14, качественно хорошо согласуются с приведенными выше данными измерения рельефа по

измерениям радиолокационной дальности (ср. рис. 13). Разрешение по долготе составляет 12° .

Для расчета атмосфера Венеры была принята адиабатической, $\gamma = c_p/c_v = 1,28$, температурный градиент $\beta = -8,7 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$, температура и давление на уровне средней поверхности 750°K и 90 атм , химический состав 95% CO_2 , 4,6% N_2 , 0,4% H_2O . Увеличение на 10% одного из параметров $p(0)$, $T(0)$, β и γ изменяет нулевой уровень на 3, —8, 1 и 12 км соответственно. Высота изменяется при этом на —3, 18, 7 и 45% соответственно.

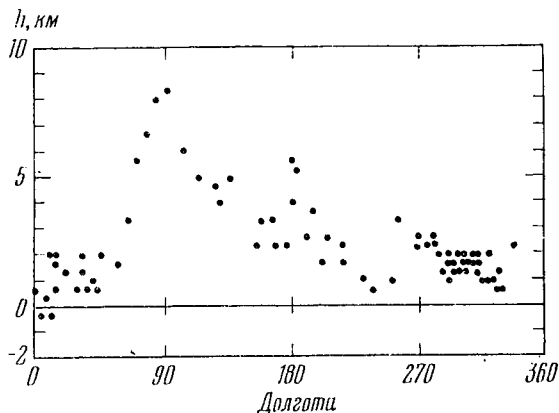


Рис. 14. Профиль высот поверхности экваториальной области Венеры, определенный по поглощению радиолокационного отражения в атмосфере планеты.

Следует отметить, что определенный таким образом рельеф является усредненным по большой области. Поэтому фактические перепады высот, зарегистрированные в этих измерениях, могут быть значительно больше. Произведенное нами для оценки этого эффекта модельное усреднение земных Кавказских гор уменьшило действительный перепад высот примерно вдвое. Следовательно, при «кавказоподобном» характере рельефа на Венере обнаруженные радиолокацией возвышенности могут соответствовать горам высотой около 6—10 км. Однако в связи с высокой температурой поверхности кора Венеры должна быть более подвижной, чем земная, и поэтому по условиям изостазии наличие на Венере гор такой высоты представляется маловероятным.

Последнее измерение рельефа поверхности Венеры произведено в упоминавшемся выше радиолокационном эксперименте Лаборатории реактивного движения 1972 г. [285]. Прием отраженного сигнала производился на две антенны, разнесенные на расстояние 22 км. Это дало возможность получить стереоскопическое изображение поверхности с разрешением по высоте 200 м. Обработка, проведенная на специально разработанной для этого эксперимента ЭВМ с быстродействием $5 \cdot 10^7$ операций в секунду, показала, что кратеры на Венере очень мелкие. Так, например, кратер диаметром 150 км имеет глубину всего около 0,5 км. Вся исследованная область оказалась весьма плоской: перепад высот не превышает 1 км.

Важно отметить, что из трех тел Солнечной системы — Луны, Марса и Венеры, поверхность которых сильно кратерирована, наиболее глубокие кратеры обнаружены на Луне, практически не имеющей атмосферы, более мелкие кратеры — на Марсе, имеющем разреженную атмосферу, и самые мелкие — на Венере, планете с плотной атмосферой. Такая последовательность дает основания предполагать, что указанное различие глубин кратеров на Луне, Марсе и Венере обусловлено главным образом влиянием атмосферы. По мнению Голдстейна большие кратеры на Венере имеют ударное происхождение и образовались в то время, когда у планеты не было плотной атмосферы. Увеличение плотности атмосферы привело к развитию более интенсивной, чем на Луне и Марсе, эрозии, сглаживающей рельеф. Однако нельзя исключить и вулканическую гипотезу образования кратеров.

Из указанной последовательности выпадает Земля, которая при плотности атмосферы, промежуточной между Марсом и Венерой, имеет лишь сильно сглаженные остатки метеоритных кратеров. Возможной причиной этой особенности может быть преобладающая роль в образовании земного рельефа водной эрозии, по сравнению с ветровой эрозией на Марсе и Венере. Малая глубина кратеров на Венере может быть обусловлена, наряду с атмосферной эрозией, также заполнением их лавой в процессе вулканической активности.

Радиолокационные измерения рельефа относятся лишь к экваториальной области планеты. Никаких данных о рельефе остальной части поверхности, не охваченной

этими измерениями, нет. Можно лишь предполагать, что по условиям изостазии и прочности материала поверхности наличие на Венере гор высотой более 10 км представляется маловероятным.

Для экспериментального решения этого вопроса наземными средствами необходимо значительное повышение энергетического потенциала радиолокаторов. Однако наиболее результативными для таких исследований будут, по-видимому, измерения с автоматических межпланетных аппаратов, выведенных на орбиту вокруг Венеры.

Г Л А В А III

ФИЗИКА ПОВЕРХНОСТИ

Как уже указывалось выше, из-за непрозрачности атмосферы Венеры для оптического и инфракрасного излучений исследование поверхности может производиться лишь методами радиоастрономии и радиолокации, а также с помощью спускаемых аппаратов. В этой связи в § II.2 были кратко изложены основы радиолокационных исследований планет. Ниже сообщаются основы планетной радиоастрономии в применении к исследованию Венеры. Читатели, знакомые с радиоастрономией, могут этот раздел пропустить.

§ III.1. Основы планетной радиоастрономии

Любое тело, находящееся при температуре, отличной от 0 °К, излучает электромагнитные волны в широком спектральном интервале, включая и радиодиапазон. Излучение возникает при изменении энергии заряженных частиц, находящихся в хаотическом тепловом движении.

Интенсивность радиоизлучения принято выражать одним из трех следующих параметров: яркостью I , плотностью потока S и яркостной температурой T_n .

Яркость I характеризует поток энергии, излучаемый элементарным участком исследуемого тела (видимым наблюдателю в телесном угле $d\Omega$) в единичной полосе частот, проходящей в единицу времени через единичную площадку в направлении, нормальном к этой площадке. В практической системе единиц I выражается в $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$.

Для теплового излучения

$$I = \kappa B(T), \quad (\text{III.1})$$

где κ и T — коэффициент поглощения и температуры тела, $B(T)$ — функция излучения Планка. В общем случае

$$B(T) = \frac{2hc}{\lambda^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (\text{III.2})$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, λ и ν — длина волны и частота принимаемого радиоизлучения.

В радиодиапазоне обычно $h\nu \ll kT$. При этом (III.2) приводится к более простому виду формулы Рэлея—Джинса

$$B(T) = \frac{2kT}{\lambda^2}, \quad (\text{III.3})$$

откуда

$$I = \kappa \frac{2kT}{\lambda^2}. \quad (\text{III.4})$$

Для источников, малых по сравнению с шириной диаграммы направленности радиотелескопов (что обычно имеет место для планет), измеряемой величиной является *плотность потока* S , характеризующая поток энергии, излучаемый всем исследуемым объектом

$$S = \int_{\Omega_{\text{и}}} I d\Omega. \quad (\text{III.5})$$

Интегрирование проводится в пределах телесного угла источника $\Omega_{\text{и}}$, так как вне этих пределов интеграл равен нулю. В практической системе единиц S выражается в $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$.

Определение яркости или плотности потока исследуемого радиоизлучения измерением его мощности требует знания ширины полосы пропускания и формы частотной характеристики радиоприемного устройства. Поэтому обычно измерение интенсивности производится сравнением с интенсивностью радиоизлучения абсолютно черного тела. Температура абсолютно черного тела, имеющего на данной частоте в данном направлении такую же яркость, как и исследуемый источник, называется *яркостной температурой* $T_{\text{я}}$ этого источника.

Для абсолютно черного тела $\kappa = 1$ и яркость его излучения при данной температуре максимальна:

$$I = \frac{2\kappa T_{\text{я}}}{\lambda^2}. \quad (\text{III.6})$$

Сопоставляя (III.4) и (III.6), получим, что яркостная температура теплового радиоизлучения

$$T_{\text{я}} = \kappa T. \quad (\text{III.7})$$

Коэффициент поглощения $\kappa \leq 1$. Поэтому для теплового излучения всегда *)

$$T_{\text{я}} \leq T. \quad (\text{III.8})$$

Приведенные соотношения описывают излучение изотермического тела.

Венера, имеющая плотную атмосферу, поглощающую миллиметровые и сантиметровые радиоволны, температура которой изменяется с высотой, не является изотермическим телом. В этом случае интенсивность излучения определяется уравнением переноса излучения

$$dI = -\kappa I ds + \kappa B(T) ds$$

или

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + B(T), \quad (\text{III.9})$$

где

$$d\tau = \kappa ds.$$

Величина

$$\tau_s = \int_s^\infty \kappa ds$$

называется оптической глубиной атмосферы и характеризует затухание электромагнитной волны на луче зрения выше уровня, находящегося на расстоянии s от поверхности планеты. Поскольку каждой оптической глубине τ_s

*) В случае нетеплового излучения яркостная температура является формальным параметром, не связанным с кинетической температурой исследуемого объекта. Поэтому в этом случае может быть $T_{\text{я}} > T$. Однако у Венеры заметного нетеплового радиоизлучения нет. Поэтому механизмы нетеплового радиоизлучения нами не рассматриваются.

соответствует определенное значение T , можно вместо $B(T)$ писать в дальнейшем $B(\tau_s)$. Интегрируя (III.9) вдоль луча зрения, получим

$$I = \int_0^{\tau} B(\tau_s) e^{-\tau_s} d\tau + I_0 e^{-\tau},$$

или, переходя к яркостным температурам,

$$T_{\pi} = \int_0^{\tau} T(\tau_s) e^{-\tau_s} d\tau + T_{\pi 0} e^{-\tau}. \quad (\text{III.10})$$

Здесь I_0 и $T_{\pi 0}$ — яркость и яркостная температура поверхности, $\tau = \int_0^{\infty} \kappa ds$ — полная оптическая толщина атмосферы.

Переходя к более наглядному распределению температуры и поглощения по высоте h и учитывая также излучение атмосферы, отраженное поверхностью, получим следующую формулу для определения радиоизлучения планеты с атмосферой:

$$T_{\pi} = T_{\pi 0} e^{-\tau} + \int_0^{\infty} T(h) \kappa(h) e^{-\int_h^{\infty} \kappa(h) dh} dh + \\ + R_{\pi} e^{-\tau} \int_0^{\infty} T(h) \kappa(h) e^{-\int_0^h \kappa(h) dh} dh. \quad (\text{III.11})$$

Здесь первый член выражает излучение поверхности, второй — излучение атмосферы, третий — отраженное поверхностью излучение атмосферы. R_{π} — коэффициент отражения поверхности.

Яркостная температура в общем случае, так же как и яркость, зависит от местоположения излучающей области на объекте $T_{\pi} = T_{\pi}(\varphi, \theta)$ и характеризует распределение интенсивности радиоизлучения по исследуемому источнику.

Плотность потока радиоизлучения связана с яркостной температурой очевидным соотношением

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \int_{\Omega_{\text{и}}} T_{\text{я}}(\varphi, \theta) d\Omega. \quad (\text{III.12})$$

Для источника, имеющего одинаковую во всех точках яркостную температуру $T_{\text{я}}$,

$$S = \frac{2kT_{\text{я}}}{\lambda^2} \Omega_{\text{и}}, \quad (\text{III.13})$$

где $\Omega_{\text{и}}$ — телесный угол источника радиоизлучения.

Для источников с неодинаковой яркостной температурой пользуются понятием яркостной температуры, усредненной по его телесному углу:

$$\bar{T}_{\text{я}} = \frac{1}{\Omega_{\text{и}}} \int_{\Omega_{\text{и}}} T_{\text{я}}(\varphi, \theta) d\Omega. \quad (\text{III.14})$$

Для Венеры в этом случае говорят о яркостной температуре, усредненной по видимому диску планеты $T_{\text{я}\varphi}$. Яркостная температура выражается в градусах абсолютной шкалы Кельвина. Плотность потока связана с усредненной по видимому диску яркостной температурой соотношением

$$S_{\varphi} = \frac{2k\bar{T}_{\text{я}\varphi}}{\lambda^2} \Omega_{\varphi}, \quad (\text{III.15})$$

где Ω_{φ} — телесный угол видимого диска Венеры.

Удобство использования понятия яркостной температуры вытекает из того, что в случае теплового излучения $T_{\text{я}}$ связана весьма простым соотношением с кинетической температурой источника T , а для черного тела просто равна T .

Решение обратной задачи — нахождение температуры поверхности и атмосферы по измеренной яркостной температуре радиоизлучения, сводящееся к решению интегральных уравнений (III.11) и (III.14), в общем случае не является однозначным. Поэтому обычно задают некоторую модель атмосферы (например, модель с адиабатическим распределением температуры по высоте) и варьи-

руют интересующие нас параметры этой модели (содержание водяного пара, температуру поверхности, давление и др.) для получения наилучшего согласия с экспериментом. Необходимое для определения нескольких параметров число уравнений получается из измерений $T_{\text{я}}$ на разных длинах волн, выбранных таким образом, чтобы влияние искомых параметров на яркостную температуру было различным.

В частности, на достаточно длинных волнах (в дециметровом диапазоне), как следует из (II.29—II.31), поглощение в атмосфере мало и $\tau \ll 1$. В этом случае

$$T_{\text{я}} \cong T_{\text{я}0}.$$

Измеренная таким образом яркостная температура поверхности $T_{\text{я}0}$ связана с ее кинетической температурой соотношением

$$T_{\text{я}0} = (1 - R_{\text{п}}) \int_0^{\infty} T(y) \kappa \sec \theta e^{-\eta \kappa \sec \theta} dy. \quad (\text{III.16})$$

Здесь $T(y)$ — температура на глубине y , θ — угол между направлением на наблюдателя и нормалью к поверхности, $R_{\text{п}}$ — коэффициент отражения.

Для гладкой (по сравнению с длиной волны) поверхности коэффициенты отражения определяются формулами Френеля:

$$R_{\text{в}} = \left(\frac{\varepsilon \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right)^2 \quad (\text{III.17})$$

для вертикальной поляризации и

$$R_{\text{г}} = \left(\frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right)^2 \quad (\text{III.17}')$$

для горизонтальной поляризации.

Для сферической планеты направление вертикальной поляризации совпадает с радиусами видимого диска. В общем случае произвольной ориентации поляризации приемной системы

$$1 - R_{\text{п}} = (1 - R_{\text{в}}) \cos^2 \gamma + (1 - R_{\text{г}}) \sin^2 \gamma, \quad (\text{III.18})$$

где γ — угол между направлениями поляризации приемной системы и направлением от излучающего элемента на

центр видимого диска. Учитывая, что расстояние излучающего элемента от центра диска, выраженное в долях радиуса диска, $a = \sin \theta$, и проведя несложные преобразования, получим

$$\left. \begin{aligned} (1 - R_B) &= \frac{4\varepsilon \sqrt{(1-a^2)(\varepsilon-a^2)}}{(\varepsilon\sqrt{1-a^2} + \sqrt{\varepsilon-a^2})^2}, \\ (1 - R_r) &= \frac{4\sqrt{(1-a^2)(\varepsilon-a^2)}}{(\sqrt{1-a^2} + \sqrt{\varepsilon-a^2})^2}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.19})$$

Решение интегрального уравнения (III.16) также неоднозначно и требует задания модели распределения температуры по глубине. Однако в первом приближении можно считать, что основной вклад в излучение вносят слои, находящиеся на глубине, соответствующей $\tau = 1$. Эта глубина, называемая глубиной проникания электромагнитной волны, равна

$$l_0 = \frac{\lambda}{2\pi \operatorname{tg} \delta \sqrt{\varepsilon}}, \quad (\text{III.20})$$

где $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь, ε — диэлектрическая проницаемость материала поверхности. Таким образом, измеряя T_λ на разных волнах дециметрового диапазона, можно определить температуру поверхностного слоя Венеры и ее изменение в глубину.

Необходимая для интерпретации результатов измерений величина диэлектрической проницаемости может быть определена независимо на основе данных радиолокационных измерений (см. § II.2) и радиоастрономических измерений.

Определение ε по радиоастрономическим измерениям основано на зависимости от ε коэффициентов отражения Френеля и, следовательно, яркостной температуры при изменении угла выхода излучения θ .

Это дает возможность определить ε на основе измерений распределения радиояркости по диску планеты либо на основе измерения поляризации радиоизлучения краев диска планеты. Проведение таких измерений требует разрешения на планете достаточно малых участков, достижимого лишь с помощью радиоинтерферометров или установки радиотелескопов на космические аппараты, пролетающие около Венеры.

На миллиметровых и сантиметровых волнах оптическая толщина атмосферы достаточно велика. Поэтому излучение этих диапазонов формируется в основном в атмосфере, а его измерение дает информацию о параметрах атмосферы. В этом случае можно, например, задавшись моделью распределения температуры и давления в атмосфере по высоте, полученной на основе прямых измерений АМС «Венера-4, 5, 6, 7», оценить содержание в атмосфере Венеры компонентов, имеющих значительное поглощение в радиодиапазоне (водяной пар, жидко-капельная вода в облачном слое, аммиак).

На основе радиоастрономических измерений, проведенных при разных фазовых углах Венеры, можно также оценить суточные вариации температуры поверхности и атмосферы, распространив тем самым результаты измерений АМС «Венера-4—7», проведенные на ночной стороне планеты, и на ее дневную сторону. Измерения «Венеры-8», сделанные на дневной стороне планеты, подтвердили обоснованность такой экстраполяции.

§ III.2. Определение диэлектрической проницаемости, плотности и состава пород поверхности планеты. Микрорельеф поверхности

Диэлектрическая проницаемость ϵ материала поверхности Венеры определена на основе радиолокационных и радиоастрономических измерений.

Определение ϵ по радиолокационным данным производится с помощью соотношения (II.3) по коэффициенту отражения R_{Π} . Величина R_{Π} определяется из (II.4) на основании измерения эффективного сечения отражения σ_0 с учетом вклада квазизеркального и диффузного компонентов отраженного излучения.

Результаты измерения эффективного сечения радиолокационного отражения приведены в табл. 4 и изображены на рис. 15 в виде зависимости σ_0 от длины волны λ . Характерной особенностью этой зависимости является приближительное постоянство σ_0 в диапазоне длин волн от 7 м до 20 см и резкое уменьшение на более коротких волнах (примерно в 10 раз на волне 3,8 см). Указанное уменьшение обусловлено поглощением в атмосфере Венеры. Поэтому определение R_{Π} следует производить по измерениям

Таблица 4

Эффективное сечение радиологационного отражения Венеры

λ (см)	Наблюдатели	Период наблюдений	σ_0
3,6	Карп и др. [372]	VI.1964	$0,009 \pm 0,003$
3,8	Эванс и др. [296]	18.I—27.IV.1966	$0,012 \pm 0,005$
3,8	Эванс и др. [297, 298]	1967	$0,017 \pm 0,010$
12,5	Виктор и др. [536]	10.III—10.V.1961	$0,11 \pm 0,02$
12,5	Голдстейн, Карпендер [232, 318]	I.X—17.XII.1962	$0,098 \pm 0,026$ $-0,020$
12,5	Карпендер [233]	II—VIII.1964	$0,115 \pm 0,018$
23	Эванс и др. [294]	21.II—7.X.1964	$0,152 \pm 0,09$
23	Эванс и др. [295]	17.I—14.II.1966	$0,183 \pm 0,11$
43	Котельников и др. [74]	18.IV—26.IV.1961	$0,08^*)$
43	Котельников и др. [75]	20.X—21.XII.1962	$0,157 \pm 0,023$ $-0,037$
43	Котельников и др. [76]	11.IV—30.VI.1964	$0,19$
68	Петтопили и др. [447]	6.III—18.VI.1961	$0,13 \pm 0,05^{**})$
70	Дайс [286]	15.II—3.XI.1964	$0,14 \pm 0,09$ $-0,08$
600	Клемперер и др. [380]	28.XII—7.XII.1962	$0,2^{***})$
784	Джеймс и Ингаллс [359]	6.XI—7.XII.1962	$0,15 \pm 0,07$

*) Относится только к узкополосной компоненте отраженного сигнала.

**) Переработано и уточнено Эвансом и др. [294].

***) Средние значения; имеют место большие вариации от дня к дню.

на волнах $\lambda \geq 20$ см, на которых поглощение в атмосфере Венеры достаточно мало. Средневзвешенное значение эффективного сечения отражения в этом диапазоне $\sigma_{90} = 0,15 \pm 0,03$.

На рис. 15 приведена также расчетная зависимость σ_0 от длины волны λ для случая, когда уменьшение σ_0 обусловлено поглощением в атмосфере для модели атмосферы, приведенной в § IV.5. Хорошее согласие расчета с экспериментом подтверждает правильность исходной модели.

Учет вклада квазизеркального и диффузного компонентов может быть оценен на основе анализа направленных свойств отраженного излучения. Результаты измерений направленных свойств отражения Венеры на волнах 23 см [294], 43 см [76] и 70 см [286], для которых поглощение атмосферы планеты мало, приведены на рис. 16—18,

Общим результатом этих измерений является наличие в функциях отражения острого максимума около $\theta = 0^\circ$, соответствующего квазизеркальному отражению, причем в квазизеркальной компоненте заключена большая часть энергии отраженного сигнала.

Точный сравнительный анализ функций отражения, полученных при различных измерениях (например, для выявления их зависимости от длины волны), возможен

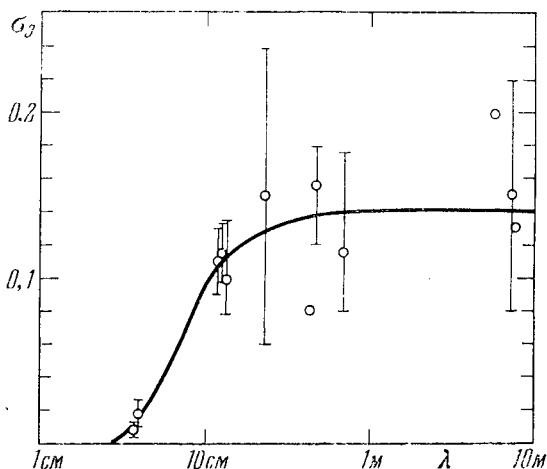


Рис. 15. Измеренная и расчетная зависимости эффективного сечения радиолокационного отражения σ_0 Венеры от длины волны λ .

лишь для измерений, проведенных с одинаковым разрешением. Поэтому, в частности, приведенные на рис. 16—18 функции отражения Венеры не могут быть непосредственно сопоставлены. Можно, однако, произвести анализ распределения энергии между квазизеркальным b_z и диффузным b_d компонентами отражения. Для удобства такого разделения, как указывалось в § II.2, функции отражения рис. 16—18 построены в форме зависимости

$$\lg F(\theta) = f[1 + \lg \cos \theta].$$

Анализ результатов измерений показывает, что на волне 70 см диффузный компонент составляет 15% полной энергии отраженного сигнала [286]. На волне 43 см измеренная часть функции отражения в пределах $0 < \theta < 50^\circ$

не содержит участка, описываемого законом $\cos^2 \theta$, характерным для диффузного отражения. Предполагая, что отражение является диффузным при $\theta > 50^\circ$, получим, что диффузный компонент составляет 10% полной энергии отраженного сигнала. Однако, в связи с отсутствием измерений в этой области, указанная оценка является приближенной.

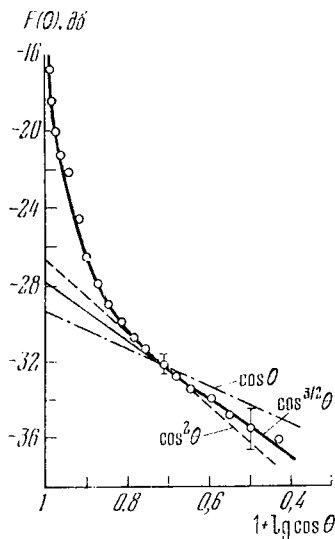


Рис. 16. Функция отражения Венеры на волне 23 см.

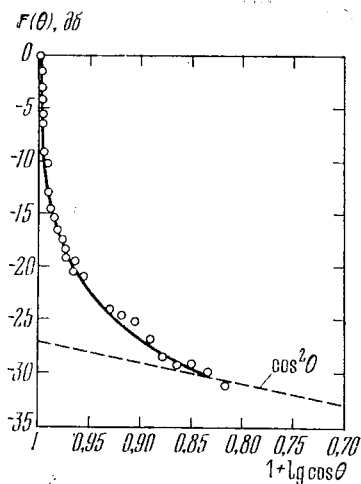


Рис. 17. Функция отражения Венеры на волне 43 см.

На волне 23 см диффузный компонент лучше аппроксимируется зависимостью $\cos^{3/2} \theta$, однако с точностью до ошибок измерения зависимости вида $\cos^2 \theta$ и $\cos \theta$ также не исключены. Диффузный компонент, определенный интегрированием под прямой $\lg \cos^{3/2} \theta$, составляет 11% полной энергии отраженного сигнала.

Таким образом, на волнах $\lambda > 20$ см, где поглощение в атмосфере Венеры мало влияет на величину и характер ее отражения, $\sigma_{\text{в0}} = 0,15 \pm 0,03$, $b_{\text{д}} = 0,1 \div 0,15$ и $b_{\text{з}} = 0,9 \div 0,85$. При этом расчет по формуле (II.16) приводит к $R_{\text{п}} = 0,14 \pm 0,03$, что соответствует диэлектрической проницаемости материала поверхности $\epsilon = 4,7 \pm 0,8$.

Аналогичный радиолокационному эксперимент по определению ε по величине коэффициента отражения для радиоволн был выполнен на спускаемом аппарате АМС «Венера-8» [22] по измерению интенсивности отраженного сигнала радиовысотомера. Полученная величина ε находится в хорошем согласии с результатами наземных радиолокационных измерений.

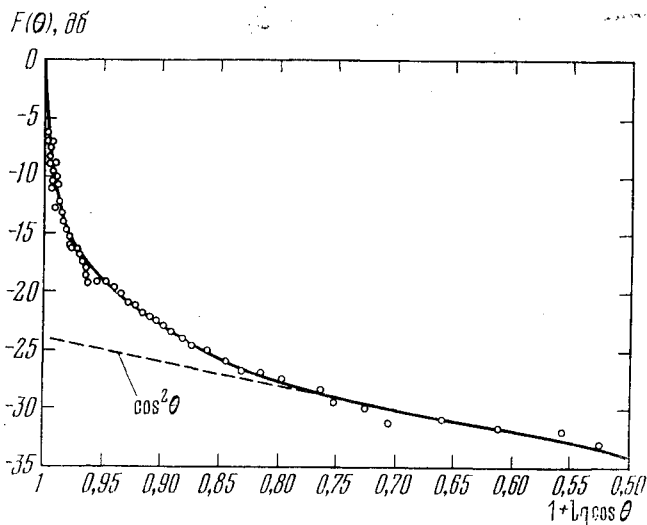


Рис. 18. Функция отражения Венеры на волне 70 см.

Радиоастрономический метод определения диэлектрической проницаемости ε основан на зависимости от ε поляризации радиоизлучения поверхности на краю видимого диска планеты. Необходимое для этого высокое разрешение достигнуто впервые в интерференционных измерениях поляризации радиоизлучения Венеры, проведенных в 1964 г. Кузьминым и Кларком [83]. Однако при интерпретации полученных результатов в [83] не учтено влияние атмосферы, уменьшающее поляризованную составляющую излучения планеты и, поэтому, величина ε занижена.

Прямые измерения параметров атмосферы Венеры, проведенные АМС «Венера-4—8», позволяют определить поглощение в атмосфере Венеры и более корректно интерпретировать результаты измерений [83]. С учетом

поглощения в углекислом газе и водяном паре, относительное содержание которого $f_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-3}$, оптическая толщина атмосферы планеты на волне $10,6 \text{ см}$ $\tau_{10,6} = 0,15$. При этом наилучшее согласие экспериментальных данных [83] с расчетной моделью для гладкого шара соответствует $\epsilon = 3,0 \pm 0,4$. Учет влияния неровностей поверхности дает дополнительную поправку $\Delta\epsilon = +0,6$.

Таким образом, по результатам поляризационных радиоинтерференционных измерений [83], с учетом поглощения в атмосфере, диэлектрическая проницаемость поверхности планеты $\epsilon = 3,6$. С учетом возможной неопределенности в оценке содержания водяного пара $\delta/\text{H}_2\text{O} = \pm 1 \cdot 10^{-3}$, ошибка определения ϵ по этим измерениям $\delta\epsilon \cong \pm 1,0$.

Хорошее согласие с результатами радиолокационных измерений исключает необходимость присутствия в нижней атмосфере Венеры водяного пара и, более того, дает возможность оценить верхний предел его содержания, так же как и других компонент, поглощающих радиоволны. Такая оценка будет произведена дальше в § IV.5.

Можно было ожидать, что поляризационные радиоастрономические измерения на более длинных волнах, где поглощение в атмосфере еще меньше, дадут более точные данные об ϵ . Предварительные результаты проведенных недавно радиоинтерференционных измерений на волне 21 см [217] указывают на $\epsilon < 4,5$. Однако предварительная обработка произведена без учета деполяризующего влияния неровностей поверхности.

Полученная из радиолокационных измерений величина $\epsilon = 4,7 \pm 0,8$ существенно выше, чем для Луны, и не требует для своего объяснения предположения о наличии пористой или мелкокораздробленной породы, как это имеет место на Луне. Величина $\epsilon = 4,7$ соответствует сухим силикатным породам типа гранита, базальта и другим сухим породам земного типа.

Низкая диэлектрическая проницаемость решительно исключает гипотезу Мензела и Уиппла, согласно которой поверхность Венеры является сплошным океаном. К тому же вода не может существовать в жидкой фазе при высокой температуре поверхности планеты.

В принципе, значению $\epsilon = 4,7$ удовлетворяют некоторые жидкости типа масел. Однако гипотеза о том, что по-

верхность Венеры является масляным океаном, представляется весьма искусственной. Кроме того, радиолокационные измерения, выявившие на Венере образования с повышенными отражательными свойствами, устойчиво сохраняющимися в течение нескольких лет, свидетельствуют против того, что вся поверхность планеты является жидкой.

Для твердой поверхности результаты определения ε дают возможность оценить плотность материала поверхности Венеры. Эта оценка основана на эмпирической зависимости диэлектрической проницаемости ε от плотности ρ

$$\rho \cong \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{0,5}, \quad (\text{III.21})$$

полученной Кротиковым [79] для различных сухих земных пород. Величине $\varepsilon = 4,7 \pm 0,8$ соответствует $\rho_{\text{ф}} = 2,3 \pm 0,4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, что близко к плотности земных пород $\rho_{\oplus} = 2 \div 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Это также дает основание предполагать, что материал поверхности Венеры может быть аналогичен сухим земным поверхностным породам.

Значительно меньшая плотность поверхностных пород, чем средняя плотность планеты в целом ($5,2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), дает основание полагать, что Венера, так же как и Земля, прошла стадию дифференциации, в процессе которой образовалась более легкая сравнительно с глубинными слоями кора.

Разумеется, необходимо учитывать, что значение ε , полученное из наземных наблюдений, усреднено по всему видимому полушарию планеты, поверхность которой может быть весьма неоднородной. Поэтому здесь речь может идти лишь о средних значениях плотности пород Венеры.

Определение химического состава пород поверхности Венеры произведено А. П. Виноградовым и др. [34] с помощью АМС «Венера-8», в числе научной аппаратуры которой был гамма-спектрограф. По анализу спектров гамма-излучения определено содержание естественных радиоактивных элементов в венерианской породе: калия 4%, урана $2,2 \cdot 10^{-4}\%$ и тория $6,5 \cdot 10^{-4}\%$ (в весовых процентах). Ошибка указанных определений не превышает 30%.

По содержанию указанных элементов венерианская порода близка к кислым магматическим породам Земли. Отношение содержания калия к урану K/U также весьма близко к характерному для большинства магматических пород Земли (в среднем около 10^4). Это также свидетельствует в пользу подобия процессов образования Земли и Венеры (образования оболочек и формирования вторичных пород несолнечного состава). Отношение K/U для

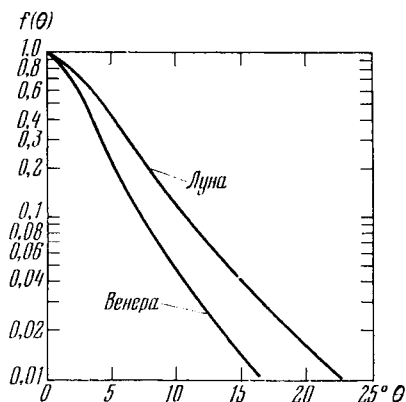


Рис. 19. Распределение вероятностей наклонов поверхности $f(\theta)$ Венеры ($\lambda = 23$ см) и Луны ($\lambda = 68$ см).

хондритов, имеющих первичный солнечный состав, составляет около 10^5 , т. е. на порядок выше, чем для пород Земли.

Анализ радиолокационных функций отражения дает возможность сделать также некоторые заключения о микрорельефе поверхности планеты. Диффузный компонент отраженного излучения указывает на наличие на поверхности планеты областей, являющихся шероховатыми для волн, на которых производятся измерения, т. е. имеющих неровности

микрорельефа меньше нескольких сантиметров. Суммарная площадь этих участков a_d , определяемая соотношением (II.17), составляет примерно 0,05 площади видимого диска планеты.

Квазизеркальный компонент отраженного излучения указывает на наличие на поверхности планеты гладких участков, больших по сравнению с длиной волны, но наклоненных относительно средней поверхности. Статистические свойства такой поверхности характеризуются соотношениями (II.8)—(II.13). На рис. 19 приведена кривая распределения наклонов указанных плоских участков по отношению к средней поверхности, полученная из функции отражения Венеры, измеренной на волне 23 см [294]. На этом же рисунке приведена кривая распределения наклонов поверхности Луны. Однако полученная кривая

$f(\theta)$ дает распределение лишь в одном из вертикальных сечений. Действительный наклон любой грани может быть больше и, следовательно, для определения среднего наклона следует проводить усреднение по всем вертикальным сечениям, т. е.

$$\bar{\theta} = \frac{\int \theta F(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int F(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta}. \quad (\text{III.22})$$

Численное интегрирование результатов радиолокационных измерений на волне 23 см дает $\bar{\theta} = 8^\circ,2$. Эта величина может быть несколько занижена, так как в области $\theta < 2^\circ,5$ функция отражения $F(\theta)$ недостаточно исследована.

Для Луны на этой же волне получено $\bar{\theta} = 10^\circ,2$, т. е. неровности рельефа Венеры меньше, чем Луны.

Анализ данных измерений Венеры на волне 12,5 см, проведенный Карпентером [233] для гауссовской корреляционной функции на основании сходной методики, разработанной Даниэлсом [260], приводит к среднеквадратичному наклону отражающих поверхностей $\bar{\theta} = 6^\circ,2$, что тоже указывает на большую гладкость поверхности Венеры по сравнению с Луной.

Оценка микрорельефа поверхности Венеры может быть произведена также по измерению деполяризации отраженного излучения.

Как известно, при отражении излучения с круговой поляризацией от гладкой сферы знак поляризации изменяется на обратный. Поэтому, если передающее устройство излучает, например, сигнал с правой круговой поляризацией, приемная антенна должна принимать отраженный сигнал левой круговой поляризации. Однако при отражении от шероховатой поверхности происходит частичная деполяризация сигнала. Эту составляющую отраженного сигнала, являющуюся, таким образом, характеристикой шероховатости отражающей поверхности, можно измерить при приеме на антенну, имеющую такую же поляризацию, как и передающая антенна.

Измерения показали, что отношение неполяризованного отражения к поляризованному для Венеры существенно меньше, чем для Луны (для угла падения 60° в три раза).

Это указывает на значительно меньшее рассеяние радиоволн поверхностью Венеры и на то, что поверхность Венеры в среднем более гладкая, чем поверхность Луны.

§ III.3. Температура поверхности

Температура поверхности Венеры определена по радиоастрономическим измерениям и прямым измерениям АМС «Венера-7» и «Венера-8».

Первая попытка определения температуры поверхности Венеры была предпринята Майером и др. [416], которые около нижнего соединения 1956 г. измерили яркостную температуру радиоизлучения Венеры на волне 3,15 см: $\bar{T}_{я\varphi} = 560 \pm 73$ °К. Если атмосфера планеты прозрачна на этой волне и принятое радиоизлучение является тепловым излучением поверхности, то полученная яркостная температура приводила к неожиданно высокой температуре поверхности около 600° К, более чем в два раза превышающей радиометрическую температуру 235° К, измеренную ранее в инфракрасном излучении [450].

Отсутствие доказательств прозрачности атмосферы Венеры в 3-см диапазоне волн*), трудность объяснения столь высокой температуры поверхности, а также значительно меньшая яркостная температура, измеренная Кузьминым и Саломоновичем [80, 81] и Гибсоном [310] на более короткой волне 8 мм, дали основание для другой интерпретации результатов радиоастрономических измерений, предложенной Джонсом [366].

Согласно этой интерпретации предполагалось, что тепловое радиоизлучение поверхности Венеры принимается в миллиметровом диапазоне, а Майер и др. [416] зарегистрировали на волне 3,15 см излучение плотной ионосферы Венеры $N_e = 10^9 - 10^{10}$ см⁻³, имеющей более высокую кинетическую температуру, чем ее поверхность. В этом случае температура поверхности Венеры составля-

*) Последующие радиолокационные измерения Венеры и расчет для модели атмосферы, полученной на основе измерений АМС «Венера-4 — 7», показали, что на волне 3 см оптическая толщина атмосферы планеты $\tau \cong 1,5$ [25], т. е. излучение поверхности составляет лишь около 20% принимаемого радиоизлучения Венеры. Поэтому измеренная на этой волне яркостная температура характеризует скорее температуру атмосферы, а не поверхности.

ет около 400°K . Для разрешения указанной неоднозначности был проведен ряд специальных радиоастрономических измерений. Измерения распределения радиояркости по диску планеты, выполненные в 1962 г. Корольковым и др. [72] на большом Пулковском радиотелескопе и Берефом и др. [193, 194] с установкой радиотелескопов на космическом аппарате «Маринер-2», показали, что на волнах 3 и 1,9 см радиоизлучение Венеры исходит не от ионосферы, а скорее от атмосферы планеты. Непосредственное доказательство радиоизлучения поверхности было получено Кузьминым и Кларком [83], которые обнаружили в 1964 г. поляризацию радиоизлучения Венеры на волне 10,6 см около краев диска. Это позволило определить температуру поверхности планеты $T_{\text{п}} = 650 \pm 70^{\circ}\text{K}$ [84].

Столь высокая температура поверхности в корне меняла существующее представление о Венере как планете — близнице Земли, условия на которой весьма близки к земным. В частности, невозможность существования при такой температуре белков исключала весьма заманчивую возможность жизни на Венере, по крайней мере на ее поверхности.

Принципиальная важность этого результата диктовала необходимость независимого определения температуры поверхности Венеры методом, в котором связь измеряемого параметра с температурой не зависела бы от модели атмосферы планеты. Возможность таких измерений открылась с началом программы прямого зондирования атмосферы Венеры спускаемыми аппаратами советских АМС «Венера».

Установленные на этих аппаратах температурные датчики дали возможность с большей достоверностью и высокой точностью измерить распределение температуры атмосферы Венеры по высоте вплоть до поверхности планеты.

Спускаемый аппарат АМС «Венера-7» совершил мягкую посадку на поверхность планеты и продолжал после этого измерения температуры в течение 23 минут [100]. В месте посадки АМС «Венера-7», находящемся в экваториальной части ночной стороны Венеры примерно в 1000 км от утреннего терминатора, температура околоповерхностной атмосферы составляла $747^{\circ} \pm 20^{\circ}\text{K}$.

При большой плотности газа и конвективной теплопередаче у поверхности можно предположить, что

заметного различия температуры поверхности и атмосферы не существует. Исходя из этого измеренную температуру можно отнести к поверхности.

С учетом ошибок измерения и дискретности телеметрии температура поверхности в указанной точке $T_{\text{п}} = 740 \pm \pm 30^\circ\text{K}$.

Таким образом, представление о Венере как о планете с очень горячей поверхностью нашло окончательное подтверждение, а полученные более точные данные позволили перейти от качественных представлений к разработке количественных моделей, более адекватных физическим условиям на этой планете. В частности, данные, полученные АМС «Венера-4—8» о распределении температуры и давления и о химическом составе атмосферы Венеры в локальных областях планеты, дали возможность более точно интерпретировать результаты радиоастрономических измерений, на основе которых получены сведения об усредненной температуре всей поверхности планеты, а также о возможных суточных и широтных вариациях температуры.

Ограниченность данных прямых измерений локальной областью посадки спускаемого аппарата неизбежно вызывает вопрос о том, сколь характерны параметры, измеренные в этой области, для всей планеты в целом.

Так, например, на Земле температуры поверхности в Сахаре и в Антарктиде различаются примерно на 130°K и ни одна из них не является характерной для всей Земли в целом. Аналогичные отличия, обусловленные главным образом возможным различием высот, можно, в принципе, ожидать и на Венере. Наземные радиоастрономические измерения, в которых измеряемой величиной является яркостная температура, усредненная по видимому диску планеты, дают возможность, на основе данных, полученных прямыми измерениями АМС «Венера-4—7» в локальных областях, определить температуру поверхности, усредненную по видимой с Земли полусфере планеты. Проводя такие измерения в течение длительного времени, при разных условиях освещения планеты Солнцем, можно определить суточные вариации температуры от дня к ночи.

Результаты измерений усредненной по диску планеты яркостной температуры неосвещенной Солнцем ночной

стороны Венеры приведены в табл. 5. В таблицу включены лишь измерения *), в которых калибровка антенны производилась по эталонному рупору или по надежно измеренным дискретным источникам, а результирующая ошибка измерений не превышает 15%. Исключение сделано лишь для миллиметрового диапазона, где, в связи с меньшей относительной точностью измерений, включены измерения с точностью до 20%.

В связи с уточнением данных о яркостной температуре Юпитера [547], принимавшегося в качестве опорного источника в миллиметровом диапазоне, и плотностей потоков ряда дискретных источников [375], использовавшихся для калибровки измерений в сантиметровом диапазоне, нами внесена поправка на эти уточнения. Скорректированные значения яркостных температур приведены в последнем столбце табл. 5.

Для удобства читателей в таблице приведены также оригинальные величины $\bar{T}_{я\varphi}$, опубликованные авторами (4-й столбец), а также параметры опорных источников, принятые наблюдателями (5-й столбец) и уточненные в последующих измерениях [375, 548]. Для Юпитера указана яркостная температура в градусах Кельвина, для дискретных источников — плотность потока радиоизлучения в единицах $10^{-26} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$.

Сопоставление результатов радиоастрономических измерений в 10-см диапазоне длин волн, в котором проведено много достаточно точных радиоастрономических измерений, а принимаемое радиоизлучение Венеры является в основном излучением ее поверхности, показало, что при $\varepsilon = 5$ усредненная по ночной стороне планеты температура поверхности Венеры $T_{\pi} = 720 \pm 30 \text{ }^{\circ}\text{K}$, т. е. с точностью до ошибок измерения совпадает с результатами измерения АМС «Венера-7».

Таким образом, температура поверхности Венеры в месте спуска АМС «Венера-7» $T_{\pi} = 740 \pm 30 \text{ }^{\circ}\text{K}$ может считаться характерной для всей неосвещенной Солнцем ночной стороны Венеры.

Первые сведения о температуре поверхности освещенной Солнцем дневной стороны Венеры основаны на

*) Сводные таблицы, включающие результаты всех радиоастрономических измерений яркостной температуры Венеры, можно найти в работах [86] и [540].

Т а б л и ц а 5

Яркостная температура, усредненная по видимому диску Венеры

Длина волн, см	Наблюдатели	Год наблюдений	Опубликованная $T_{яф}, ^\circ K$	$T_{я}$ или S опорного источника		Скорректированные $T_{яф}, ^\circ K$
				принятые наблюдателями	уточненные	
0,225	Ефанов и др. [53, 54]	1967	235 ± 40	Юпитер 150 ± 20	—	235 ± 40
0,31	Улих, Когделл, Девис [527]	1971	386 ± 33	Эталонный рупор	—	386 ± 33
0,32	Толберт, Стретон [526]	1964	300^{+57}_{-27}	Эталонный рупор	—	300^{+57}_{-27}
0,43	Толберт, Стретон [526]	1964	330^{+56}_{-36}	Эталонный рупор	—	330^{+56}_{-36}
0,8	Кузьмин, Саломонович [81]	1961	382 ± 65	Юпитер 140	Юпитер 157 ± 8	430 ± 85
0,8	Ветухновская и др. [23, 24]	1962	394 ± 30	Юпитер 140	Юпитер 157 ± 8	440 ± 35
0,8	Ефанов и др. [53, 54]	1967	375 ± 60	Юпитер 144 ± 23	Юпитер 157 ± 8	410 ± 65
0,82	Ветухновская, Кузьмин, Лосовский [26]	1969	428 ± 70	Юпитер 144 ± 23	Юпитер 157 ± 8	465 ± 25
0,835	Торнтон, Уэлч [525]	1962	395 ± 60	Юпитер 144 ± 23	Юпитер 157 ± 8	430 ± 65
0,835	Уэлч, Торнтон [544]	1964	390 ± 45	Юпитер 144 ± 23	Юпитер 157 ± 8	425 ± 50
0,86	Толберт, Стретон [526]	1964	375 ± 58	Эталонный рупор	—	375 ± 58
0,97	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	412 ± 55	Эталонный рупор	—	412 ± 55
1,16	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	495 ± 50	Эталонный рупор	—	495 ± 50
1,25	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	451 ± 53	Эталонный рупор	—	451 ± 53
1,31	Ветухновская [24]	1967	470 ± 40	Юпитер 150	Юпитер 139 ± 6	436 ± 40
1,35	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	530 ± 45	Эталонный рупор	—	530 ± 45
1,46	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	595 ± 50	Эталонный рупор	—	595 ± 50
1,6	Ветухновская и др. [23]	1962	534 ± 60	Телец 470	—	534 ± 60
1,65	Гриффин, Торнтон, Уэлч [329]	1966	560 ± 51	Эталонный рупор	—	560 ± 51
1,9	Келлерман, Паулини-Тоф [375]	1966	500 ± 75	Эталонные источники	—	500 ± 75
1,95	Моррисон [433]	1967	495 ± 35	Дева; 29 3C123; 5,2	—	495 ± 35

Таблица 5 (продолжение)

Длина волн, см	Наблюдатели	Год наблюдения	Опубликованная температура, °K	Т _я или S опорного источника		Скорректированная температура, °K
				принятые наблюдателями	уточненные	
2,07	Мак-Каллоф, Боланд [417]	1963	500 ± 75	Кассиопея А Телец	—	525 ± 75
2,7	Мак-Каллоф [418]	1969	612 ± 37	Дева; 38,4	—	612 ± 37
3,3	Ветухновская и др. [23]	1962	575 ± 30	Телец; 560	—	575 ± 30
3,75	Кузьмин, Деит [85]	1964	659 ± 65	3C 123; 10		
4,52	Диккель [271, 540]	1967	654 ± 35	3C 123; 12,3		669 ± 36
6	Хьюджис [349]	1966	630 ± 30	Дева; 70 3C 123; 16,9 3C 348; 13	—	630 ± 30
6	Диккель [270, 540]	1966	706 ± 45	3C 218; 13,0		730 ± 46
7,89	Уорнок, Диккель [541]	1970	686 ± 38	3C 218; 17,2		686 ± 38
9,26	Уорнок, Диккель [541]	1969	675 ± 38	3C 218; 199		675 ± 38
9,6	Кузьмин [82]	1961	660 ± 75	Телец; 760	—	660 ± 75
10,0	Дрейк [282]	1961	583 ± 50	3C 123; 23,7	3C 123; 25	615 ± 60
10,0	Дрейк [284]	1962	580 ± 40	3C 123; 23,7	3C 123; 25	610 ± 60
10,3	Ветухновская [24]	1964	620 ± 30	Телец; 760	—	620 ± 30
10,6	Кларк, Спенсер [243]	1962	580 ± 60	3C 295; 10,8	3C 295; 11,4	610 ± 60
10,6	Кузьмин, Кларк [83]	1964	580 ± 60	3C 48; 7,8	3C 48; 8,6	640 ± 65
11,1	Станкевич [514]	1969	710 ± 35			
11,3	Келлерман [373, 374]	1964	605 ± 30			
12	Уорнок, Диккель [541]	1970	701 ± 41	3C 218; 25,2	—	701 ± 41
13	Буашо, Гино, Казес [219]	1962	712 ± 80			
14,3	Уорнок, Диккель [541]	1970	670 ± 37	3C 218; 29,5		670 ± 37
21	Буашо, Гино, Казес [219]	1962	674 ± 70			
21,3	Келлерман [373, 374]	1964	590 ± 30		—	590 ± 30
21,4	Дрейк [284]	1962	528 ± 33	3C 123; 50,1 3C 348; 44,7 3C 353; 56,2	3C 123; 45,9 3C 348; 44,5 3C 353; 54,9	505 ± 50

Таблица 5 (продолжение)

Длина волн, см	Наблюдатели	Год наблюдения	Опубликованная $T_{я\odot}, ^\circ\text{K}$	$T_{я}$ или S оптического источника		Скорректированная $T_{я\odot}, ^\circ\text{K}$
				принятые наблюдателями	уточненные	
31,2	Келлерман [373, 374]	1964	510 ± 50		—	510 ± 50
49,7	Мулеман, Бердж, Ортон [434]	1972	498 ± 33			
70	Гордон, Джансей, Ербери [326]	1972	523 ± 28			

данных радиоастрономических измерений яркостной температуры Венеры около верхнего соединения. Результаты этих измерений представлены в табл. 6 в виде разности яркостных температур, усредненных по дневной и ночной сторонам планеты $T_{я\odot} - T_{я\bullet}$.

Таблица 6

Разность температур поверхности дневной и ночной сторон Венеры

λ , см	$T_{я\odot} - T_{я\bullet}$	Наблюдатели
11,3	24 ± 50	Келлерман [373, 374] Кузьмин [82] Дрейк [282, 283]
10,6	-30 ± 30	
10	26 ± 50	
4,52	2 ± 20	Диккель и др. [271] Мак-Каллоф [418] Моррисон [433] Калаган и др. [370] Ветухновская и др. [26] Эпстейн и др. [290] Ефанов и др. [53, 54]
2,7	0 ± 9	
1,95	0 ± 25	
0,86	20 ± 8	
0,82	4 ± 10	
0,34	-22 ± 4	
0,23	55 ± 60	

В 10-см диапазоне длин волн принимаемое на Земле радиоизлучение исходит в основном от поверхности Венеры. Поэтому отсутствие в измерениях на этой волне различия $T_{я\odot} - T_{я\bullet}$, превышающего ошибки измерения, свидетельствует о том, что температура поверхности и

приповерхностной атмосферы освещенной стороны планеты мало отличается от температуры ее темной стороны.

Этот вывод подтверждается также результатами недавних интерференционных радиоастрономических измерений Венеры на волне 11,1 см [499], согласно которым различие температур поверхности на освещенной и неосвещенной сторонах планеты составляет 18 ± 9 °К.

Расчет теплового режима атмосферы Венеры, проведенный Маровым [97], показал, что в связи с большим теплосодержанием плотной атмосферы Венеры ожидаемое изменение температуры околоповерхностной атмосферы от дня к ночи не превышает 1 °К.

При наличии массивной атмосферы трудно ожидать также значительных изменений температуры по широте. Радиоастрономические измерения Синклера и др. [500], проведенные с разрешением около $1/6$ диаметра планеты, показали, что уменьшение температуры от экватора к полюсам не превышает 12 °К.

Первые прямые измерения температуры поверхности дневной стороны Венеры вблизи от утреннего терминатора проведены советской АМС «Венера-8» [103].

В месте посадки станции температура атмосферы составляла 740 ± 8 °К, что с точностью до ошибок измерения совпадает с температурой в месте посадки АМС «Венера-7» на ночной стороне планеты.

Прямые измерения химического состава и высотного профиля температуры и давления в атмосфере Венеры, проведенные советскими автоматическими межпланетными станциями серии «Венера» (см. главу IV) дали возможность интерпретации полученной в радиоастрономических измерениях зависимости яркостной температуры радиоизлучения Венеры $\bar{T}_{яф}$ от длины волны λ . В интервале длин волн от 3 мм до 20 см приведенные в табл. 5 экспериментальные значения $\bar{T}_{яф}$ в пределах ошибки согласуются с рассчитанными по формуле (III.11) для модели Венеры с диэлектрической проницаемостью поверхности $\epsilon = 4,7$ и атмосферой, содержащей 97% углекислого газа и 0,1% водяного пара. Это исключает необходимость предположения о наличии в атмосфере Венеры каких-либо дополнительных компонентов, поглощающих СВЧ-излучение этого диапазона. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в § IV.5. Однако на волнах длиннее 20 см

эксперимент показал значительное уменьшение измеренной яркостной температуры, не предсказываемое теорией в рамках принятой модели. Величина уменьшения около 100°K , т. е. в 2—3 раза превышает ошибки измерений. Это расхождение не может быть объяснено только зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ материала поверхности от длины волны, так как необходимая для согласования величина $\epsilon \cong 13$ значительно больше измеренной в этом же диапазоне по радиолокационному отражению планеты $\epsilon \cong 5$. Дополнительное поглощение в атмосфере дециметрового радиоизлучения планеты уменьшило бы и коэффициент радиолокационного отражения, что также не согласуется с экспериментом. В принципе, можно получить согласие расчетной модели с экспериментом, если предположить одновременное увеличение ϵ и наличие в атмосфере агента, поглощающего дециметровое радиоизлучение. Однако природа такого поглотителя не ясна. Молекулярное поглощение и поглощение в диэлектрике уменьшаются с длиной волны и поэтому наличие такого агента не могло не проявиться на более коротких волнах. Поглощение в ионосфере имеет требуемую качественную зависимость, однако плотность ионосферы Венеры на несколько порядков меньше необходимой для того, чтобы этот эффект был заметен. Поэтому Мулеман и др. [434] и Гордон и др. [326], проводившие измерения яркостной температуры Венеры на волнах 49,4 и 70 см, считают наиболее вероятной причиной указанного расхождения заниженные значения плотностей потоков радиоизлучения источников списка Келлермана и др. [375], использовавшихся в качестве эталонов при измерениях $T_{я\varphi}$. Этот вопрос требует дальнейшей экспериментальной проверки.

Г Л А В А IV

СТРУКТУРА НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ

§ IV.1. Параметры атмосферы Венеры по дистанционным измерениям

Оптические и радионизмерения являются мощным средством изучения планет. Результаты многолетних исследований Венеры классическими методами оптической астрономии принесли много важной информации о физико-химических свойствах атмосферы, хотя не позволяли однозначно решить вопрос о значениях атмосферных параметров ниже видимой с Земли границы облаков, прежде всего у поверхности планеты. Это объясняется тем, что обычные трудности при анализе дистанционных измерений, связанные с решением «обратных» задач, усугубляются существованием плотного облачного слоя. Облака оказывают существенное влияние на оценки эффективной глубины формирования линий поглощения и процессы переноса радиации, а различные возможные характеристики рассеяния, спектр размеров частиц и их природа допускают варьирование характера отражения от облачного слоя в широких пределах. К тому же сама граница облаков выражена нечетко. Как следствие, параметры атмосферы на уровне облаков могут рассчитываться с точностью до используемых идеализированных моделей отражения солнечной радиации. Развитию наземных оптических и радиометодов в самые последние годы способствовали как совершенствование техники наблюдений, так и открывшиеся возможности более правильного толкования данных измерений с учетом результатов экспериментов, осуществленных на космических аппаратах.

Мы не ставим перед собой цели дать здесь систематизированный обзор многочисленных исследований, способ-

ствовавших реальному прогрессу в изучении атмосферы Венеры накануне космических полетов, поскольку подобные обзоры содержатся в известных монографиях (см., например, [11, 69, 86, 117, 120, 171, 172]). Мы только кратко коснемся отдельных работ, содержащих оценки температуры, давления и химического состава атмосферы. Выбор этих работ никоим образом не претендует на полноту и в известном смысле отражает интересы авторов. В последующих разделах этой главы и в остальных главах рассматриваются другие результаты наземных измерений, имеющие непосредственное отношение к обсуждаемой проблеме, а иногда определяющие ее состояние*).

Температура. Из расчета теплового баланса для неотраженной доли солнечной лучистой энергии и потерь на излучение равновесная температура вращающейся планеты на орбите Венеры

$$T_e = \left[\frac{E_c (1 - A)}{4\sigma a^2} \right]^{1/4}. \quad (\text{IV.1})$$

Здесь $E_c = 1,37 \cdot 10^6 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ — солнечная постоянная, A — интегральное сферическое альbedo Венеры, $a = 0,723$ — среднее расстояние Венеры от Солнца в а. е., $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-4}$ — постоянная Стефана — Больцмана.

Из фотометрических измерений Ирвина [354] $A = 0,77 \pm 0,07$, и среднее значение $T_e = 228 \text{ }^\circ\text{K}$. В хорошем согласии с этой оценкой оказались первые результаты измерений температуры в окне 8—14 мкм, произведенных еще в 1924 г. Петтитом и Никольсоном [450], $T_{\text{я}} = 240 \text{ }^\circ\text{K}$. Синтон и Стронг [501], по существу, подтвердили это значение, получив в центре диска $T_{\text{я}} = 233^\circ \pm 10 \text{ }^\circ\text{K}$. Измеренные яркостные температуры соответствуют спектральной области теплового излучения и должны относиться к уровню, где излучающий слой газа становится оптически толстым ($\tau \geq 1$). Цветовые температуры в области 3—14 мкм практически не отличаются от яркостной, что является характерным признаком среды, содержащей аэрозоль. Этот факт, а также оценки эффективности излучения в крайне слабых («горячих») полосах поглощения

*) Подробный анализ данных дистанционных измерений читатель может найти в книге В. И. Мороза [117].

CO_2 на $\lambda\lambda$ 9,4 и 10,4 $\mu\text{м}$, дают основание считать, что яркостная температура формируется вблизи уровня облаков.

По результатам наземных наблюдений и данным «Маринера-2» было зарегистрировано потемнение к краю диска в инфракрасной области [242, 435, 459, 502], которое может быть представлено в простой аналитической форме:

$$I_{\lambda}(\mu_0) \sim \mu_0^{\alpha}, \quad (\text{IV.2})$$

где $I_{\lambda}(\mu_0)$ — спектральная интенсивность в соответствующей области спектра, $\theta = \arccos \mu_0$ — угол между нормалью к поверхности и лучом зрения, а α — существенно положительное число, заключенное в пределах $0 \leq \alpha \leq 1$. Соотношение (IV.2) характеризует обычную зависимость вектора удельной интенсивности уходящей радиации от θ и справедливо в широком диапазоне углов при $\alpha = 0,50 \pm \pm 0,05$ *). Для аппроксимации наблюдений предложены также другие функции, из которых хорошее приближение дает экспоненциальная форма [242].

Инфракрасная яркостная температура Венеры не обнаруживает заметной зависимости от фазы, и следовательно, инфракрасный разрез вдоль видимого экватора планеты должен соответствовать истинному потемнению к краю. Усреднение по диску дает $T_{\text{я}} = 220 \pm 10$ °К. По результатам измерений в интервале 8—14 $\mu\text{м}$ Мюррей и др. [435, 545] пришли к выводу о том, что суточные изменения температуры практически отсутствуют. На рис. 20 показаны построенные этими авторами изофоты диска планеты (с разрешением около $1/30$ диска вблизи субтерральной **) точки), полученные для четырех последовательных ночей 14—17 декабря 1962 г. Измерения дают двумерную картину инфракрасного излучения Венеры. Обращает на себя внимание общее уменьшение яркости от центра к краю, соответствующее аппроксима-

*) По результатам недавних радиометрических измерений с «Маринера-10» на $\lambda = 45$ $\mu\text{м}$ Чейз и др. [572] нашли, что потемнение к краю (в пределах $\theta < 65^\circ$) хорошо описывается соотношением (IV.2) при $\alpha = 0,16$, т. е. $I_{45}(\mu_0) = I_{45}(1,0) \mu_0^{0,16}$. Яркостная температура для нормальной эмиссии ($\mu_0 \sim 1$) $T_B = 255 \pm 4$ °К.

**) Так мы будем называть точку, находящуюся в центре видимого диска планеты, если освободить его от эффекта фазы. Эта точка совпадает с подрадарной точкой, рассматривавшейся в главах II—III, если радиолокация производится наземной антенной.

ционной форме (IV.2), и симметрия контуров относительно диаметра, лежащего в плоскости орбиты Венеры. Последнее, по-видимому, связано с реальными вариациями

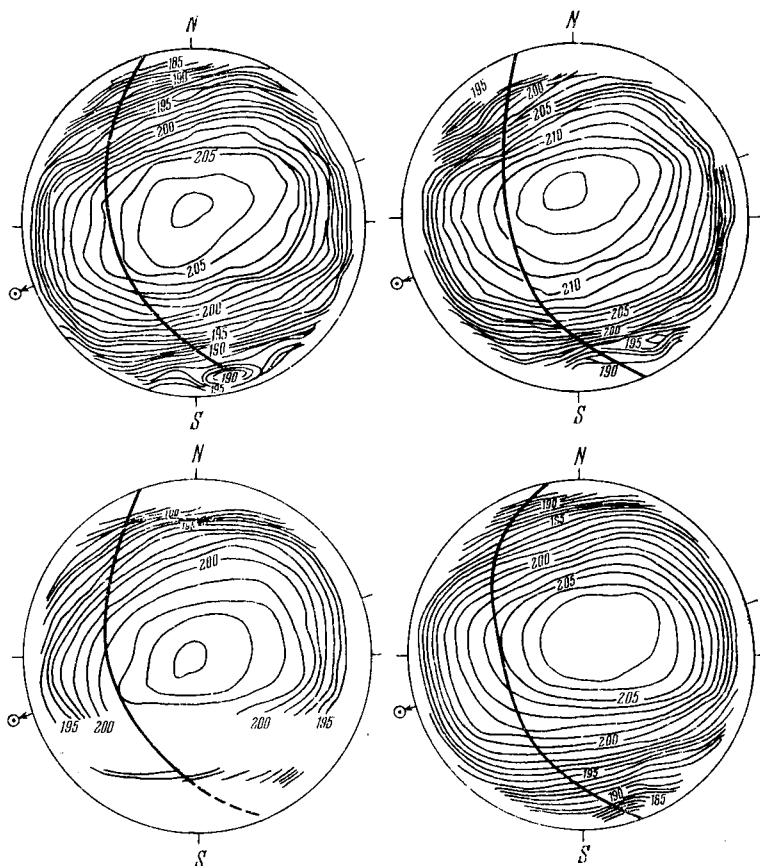


Рис. 20. Изофоты диска Венеры по наблюдениям 13—14 декабря 1962 г. в спектральной области 8—14 мкм. Показаны линия терминатора и направление на Солнце. Значения яркостных температур систематически занижены на 7—28 °К из-за неучета потерь в телескопе, ошибок в калибровке и возможных флуктуаций атмосферной экстинкции [435].

температуры на уровне излучающего слоя в широтном направлении, т. е. с охлаждением в направлении к полюсам. Действительно, для планеты с медленным собственным вращением и большим периодом тепловой релаксации (см.

§ V.2) широтный эффект должен быть значительно более выраженным, чем суточные вариации температуры. Если принять во внимание дифференциальную точность определения яркостной температуры ($\sim 1/3$ °K), то на основании этих измерений обнаруживается даже некоторое (в пределах 5—10 °K) превышение ночной температуры над дневной на уровне излучающего слоя вблизи утреннего терминатора.

Измерения вращательной и колебательной температур, соответствующих спектральной области отраженного излучения, до самого последнего времени приводили к значениям, существенно отличающимся от инфракрасной яркостной температуры планеты. Из анализа распределения интенсивности по энергетическим уровням у вращательно-колебательных полос CO_2 в области $\lambda = 0,8$ мкм Чемберлен и Койпер [236] оценили вращательную температуру $T_{\text{вр}} = 285 \pm 9$ °K. Анализируя те же самые фотопластинки со спектрами Венеры, полученные на обсерватории Маунт Вилсон, Спинрад [509] нашел, однако, что вращательная температура меняется между 250 и 440 °K от пластинки к пластинке, т. е. день за днем. При этом была найдена корреляция с давлением (вплоть до $P \simeq 6$ атм), определявшемся по эквивалентной ширине спектральных линий. Наблюдаемый разброс в регистрируемых температурах можно объяснить, если допустить наличие разрывов в облаках, приводящих к изменению эффективной глубины формирования полос. В этом случае следовало предположить, что величина оптического пути для отраженной солнечной радиации меняется более чем на шкалу высот. Соответствующие теоретические расчеты, основанные на вычислениях вариаций эквивалентных ширин линий поглощения в полосах 8689 Å и 1,6 мкм, были выполнены Чемберленом [238, 240], а также Чемберленом и Смитом [241]. Получаемые оценки вращательной температуры существенно зависят при этом от используемой модели отражения, прежде всего от учета эффектов многократного рассеяния внутри облаков. Для модели простого отражения значение температуры, определяемой по слабой полосе λ 8689 Å, составило $T_{\text{вр}} = 317 \pm 10$ °K, в то время как с учетом рассеяния $T_{\text{вр}} = 291 \pm 10$ °K.

Шорн и др. [328, 486, 487], используя квадратичную зависимость для кривой роста и уточненные интенсивности

вращательных линий, измеренных Спирадом, нашли $T_{\text{вр}} = 285 \pm 46$ °K. Еще меньшую вращательную температуру получили недавно из анализа слабых полос $\lambda\lambda$ 7810 и 7884 Å в спектре Венеры, измеренных в широком диапазоне фазовых углов в течение 1968—1969 гг., Янг и Шорн: $T_{\text{вр}} = 244 \pm 3$ °K [551, 552]. Помимо очень высокой точности этой оценки заслуживает внимания и то обстоятельство, что, в отличие от существовавших представлений, авторы не обнаружили заметной зависимости температуры от фазы и времени наблюдений. Этот результат подтвержден измерениями в полосе 8689 Å, которые приводят к величине $T_{\text{вр}} = 238 \pm 1$ °K без учета эффекта уширения линий CO₂ внутри полосы и $T_{\text{вр}} = 246 \pm 1$ °K в случае учета этого эффекта. Каких-либо заметных вариаций температуры для этой полосы также не обнаружено. Таким образом, хотя расположение эффективного уровня формирования линий в спектре отраженного излучения Венеры остается до конца не определенным, тем не менее есть серьезные основания считать, что он не сильно (в пределах нескольких километров) отличается от уровня собственного излучения планеты. По-видимому, оба эти уровня должны располагаться ниже видимой с Земли границы облаков.

Давление. По результатам спектроскопических измерений, с использованием кривых роста для насыщенных и ненасыщенных линий, было получено эффективное значение давления атмосферы на уровне облаков $P_c \approx 0,1 \div 0,2$ атм [236]. Сообщалось также о давлениях в несколько атмосфер [509, 511], для которых, как уже отмечалось, обнаруживалась удовлетворительная корреляция с вращательными температурами.

Другим независимым источником сведений о давлении по измерениям в видимой области спектра служат поляризационные наблюдения. Дольфус [275] наблюдал различие поляризации в красной и зеленой областях спектра и интерпретировал этот факт как результат молекулярного рассеяния в атмосфере толщиной ~ 800 м выше верхней границы облаков. Соответствующее давление на границе облачного слоя оказалось при этом равным 90 мб, что близко к спектроскопическим оценкам. Более детальное изучение давления вблизи наблюдаемых облаков было проведено Саганом и Поллаком [584] с использованием ре-

зультатов поляризационных измерений Герельса и Самуэлсона [309], а также Коффина [247] и Коффина и Герельса [248]. При угле фазы, равном 90° , они получили значения давления $P \simeq 130$ мб (для области $0,56-0,99$ мкм) и $P \simeq 35$ мб (для области $0,36-0,99$ мкм). Эти оценки находятся в удовлетворительном согласии

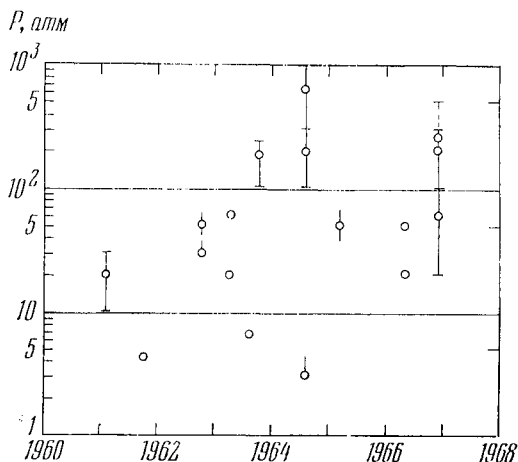


Рис. 21. Значения давления атмосферы Венеры у поверхности по оценкам разных авторов за период 1960—1968 гг. [268].

Авторы и даты оценок давления на Венере: январь 1961 г.— Барретт [195]; сентябрь 1961 г.— Эпик [440]; сентябрь 1962 г.— Саган [478]; март 1963 г.— Плас и Сталл [452]; июль 1963 г.— Острикер [441]; октябрь 1963 г.— Камсрон [229]; июль 1964 г.— Дейрменджан [266]; июль 1964 г.— Барретт и Стелин [197]; февраль 1965 г.— Поллак и Саган [458]; апрель 1966 г.— Стелин и Барретт [513]; ноябрь 1966 г.— Хо, Кауфман и Теддиус [346].

друг с другом, если принять во внимание, что они относятся к уровням, где оптическая толщина в рассеянии для CO_2 в соответствующих спектральных интервалах $\tau \simeq 1$.

Оценки давления атмосферы у поверхности до начала космических полетов варьировались в очень широких пределах. Состояние проблемы иллюстрируется рис. 21, заимствованным нами из [268], на котором представлены диапазоны ожидаемых значений P_s по оценкам разных авторов за период с 1960 по 1967 гг. Как видим, минимальное значение составляет приблизительно 3 атм, а максимальное достигает 1000 атм. Такой широкий диапазон

неопределенности прежде всего связан с тем, что содержания газовых составляющих, поглощающих в инфракрасной, миллиметровой и сантиметровой областях, были не известны. Это не позволяло, в частности, воспользоваться экспериментальной зависимостью яркостной температуры от длины волны. Было очевидно, что только прямой эксперимент в атмосфере планеты ниже облаков может дать однозначный ответ на вопрос о давлении у поверхности Венеры.

Химический состав. Присутствие углекислого газа в атмосфере Венеры было впервые обнаружено по полосам поглощения в ближней инфракрасной области спектра в 1932 г. Адамсом и Дэнхемом [177]. Как известно, интенсивность полос поглощения служит индикатором общего содержания газа над облаками, в то время как ширина индивидуальных линий внутри полосы является мерой суммарного давления на этом уровне. Соответствующий анализ вплоть до недавнего времени приводил к выводу, что при общем содержании CO_2 , приблизительно в 3000 раз большем по сравнению с земной атмосферой, он является тем не менее относительно малой составляющей в атмосфере Венеры [115, 371, 388]. В 1967 г., однако, Белтон, Хантен и Гуди [215] при интерпретации полученных ими новых высококачественных спектров Венеры приняли во внимание эффект многократного рассеяния солнечной радиации частицами внутри облаков. Было показано, что поскольку этот эффект существенно изменяет ширину и интенсивность линий поглощения CO_2 , ранее сделанные оценки его содержания были сильно занижены. На возможность большего содержания CO_2 указал также Мороз [116]. К аналогичному выводу пришли на основании анализа спектров Венеры с высоким разрешением (до 10^5 вблизи 1 $\mu\text{м}$) Конн и др. [252, 253] и Грей и Шорн [327, 328]. Тем не менее до осуществления прямых измерений на «Венере-4» предполагалось, что азот, распространенный в Солнечной системе и химически сравнительно инертный, составляет основную часть атмосферы планеты.

Спектроскопический верхний предел H_2O над облаками был оценен относительной величиной порядка 10^{-4} — 10^{-5} [211, 391, 510], что приблизительно соответствует содержанию водяных паров выше уровня облаков в земной атмосфере. Полученные Конном и др. спектры Венеры

в ближней инфракрасной области с высоким разрешением позволили подтвердить обнаруженное ранее Синтоном [502] и Морозом [114] присутствие в атмосфере окиси углерода CO, при относительной концентрации $\sim 10^{-5}$, а также обнаружить хлористый и фтористый водород HCl и HF с относительными концентрациями соответственно $6 \cdot 10^{-7}$ и $5 \cdot 10^{-8}$ [252, 253]. Пример спектра Венеры, полученного с помощью фурье-спектрометра по измерениям с высотного самолета Койпером и др. [391—393], показан на рис. 22. На нем отчетливо выделяются линии поглощения, отвечающие указанным характерным составляющим венерианской атмосферы.

§ IV.2. Автоматические межпланетные станции (АМС) «Венера»

Условия проведения экспериментов. Конструкция Траектории полета автоматических станций «Венера-4» «Венера-5», «Венера-6» и «Венера-7» были выбраны таким образом, чтобы при больших углах входа провести исследования атмосферы планеты на ночной стороне вблизи экваториальной плоскости. Станция «Венера-8» впервые осуществила измерения на освещенной стороне Венеры. Основные данные о полетах суммированы в табл. 7. Там же приведены данные о полете космического аппарата «Маринер-5». На рис. 23 показана часть диска Венеры в проекции Меркатора и отмечены районы, где осуществили спуск станции «Венера». Кружки показывают места расположения субтерральных точек, а линии со штриховкой — положения утреннего терминатора на соответствующие моменты времени; α и β — области повышенного отражения радиолокационных сигналов; нулевой меридиан (см. главу II) совпадает с направлением на Землю в нижнем соединении. Как видно из рис. 23, спуск всех станций был произведен вблизи утреннего терминатора. Если в качестве единицы времени для Венеры по аналогии с Землей принять время между двумя последовательными солнечными кульминациями в данной точке («венерианские солнечные сутки»), а за «час» — время изменения долготы Солнца на 15° , то спуск АМС «Венера-4—7» проходил около 4—5 часов утра, а «Венеры-8» — около 6—7 часов утра. Район спуска «Венеры-4» располагался

Основные данные о работе АМС серии «Венера» и «Маринера-5»

Космический аппарат	Дата проведения эксперимента	Время начала и конца измерений (московское)	Область планеты	Примечание
«Венера-4»	18 октября 1967 г.	07 ^h 40 ^m 52 ^s — 09 ^h 13 ^m 57 ^s	Северное полушарие (около 20° N), ночная сторона, ~1500 км от утреннего терминатора.	
«Маринер-5»	19 октября 1967 г.	—3 ^m ,2 — 0 ^m ,3 21 ^m ,0 — 23 ^m ,0	Ночная сторона (на заходе в тень планеты), 37° N; $\theta = 142^\circ,3$. Дневная сторона (на выходе из тени планеты), 32°,4 S; $\theta = 33^\circ,3$.	Указано время в минутах, отсчитываемое от момента максимального сближения с планетой при радиозаходе. θ — солнечный зенитный угол.
«Венера-5»	16 мая 1969 г.	09 ^h 02 ^m 30 ^s — 09 ^h 54 ^m 56 ^s	Экваториальная область, ночная сторона, ~2700 км от утреннего терминатора.	Расстояние между областями спуска «Венеры-5» и «Венеры-6» (~300 км) приведено согласно оценкам математического ожидания точек входа станций в атмосферу.
«Венера-6»	16 мая 1969 г.	09 ^h 08 ^m 15 ^s — 09 ^h 58 ^m 04 ^s	Экваториальная область, ночная сторона, ~2400 км от утреннего терминатора.	
«Венера-7»	15 декабря 1970 г.	08 ^h 02 ^m 50 ^s — 09 ^h 00 ^m 30 ^s Посадка — 08 ^h 37 ^m 32 ^s	Экваториальная область, ночная сторона, ~2000 км от утреннего терминатора.	
«Венера-8»	22 июля 1972 г.	11 ^h 39 ^m 14 ^s — 13 ^h 22 ^m 20 ^s Посадка — 12 ^h 32 ^m 12 ^s	Южное полушарие (около 10° S), дневная сторона, ~600 км от утреннего терминатора.	

примерно в 1600 км севернее, «Венеры-7» в 1100 км западнее, а АМС «Венера-5 и 6» — вблизи соответствующих субтерральных точек. Район спуска «Венеры-8» находился приблизительно в 3800 км юго-западнее субтерральной точки.

По своей конструкции автоматические станции «Венера» примерно аналогичны. Общий вид одной из станций «Венера» показан на рис. 24, на котором обозначены

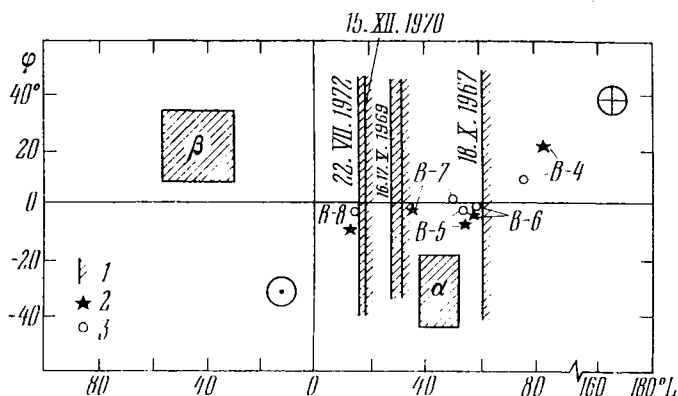


Рис. 23. Приэкваториальная часть диска Венеры в проекции Меркатора. Положение нулевого меридиана соответствует направлению на Землю в нижнем соединении. 1 — Положение утреннего терминатора на определенную дату; 2 — места посадки АМС «Венера»; 3 — положения субтерральных точек; кружок с крестом и кружок с точкой — области зондирования атмосферы с аппарата «Маринер-5» при заходе в тень планеты и выходе из нее.

ее основные элементы и системы [22]. Верхняя часть станции (на рис. 24 изображена слева) представляет собой «орбитальный» отсек, обеспечивающий доставку спускаемого аппарата (СА) к планете; здесь находится корректирующая двигательная установка, по бокам расположены остронаправленная антенна, датчик астроориентации с защитной панелью и панели солнечных батарей. Видны также блок автоматики пневмосистемы с баллоном сжатого азота, коллекторами и управляющими сошлами, радиатор-охладитель и датчик постоянной солнечной ориентации. На фотографии (рис. 25) запечатлена одна из станций «Венера» в сборочном цехе.

По результатам анализа полета станции «Венера-4» в конструкцию станций «Венера-5» и «Венера-6» были внесены некоторые изменения. Наиболее существенным модификациям подверглись спускаемые аппараты станций «Венера-7» и «Венера-8». С учетом результатов предыдущих измерений и предельных оценок параметров атмосферы у поверхности согласно рассчитанной модели спускаемые аппараты проектировались таким образом, чтобы выдерживать температуру и давление окружающей среды, соответственно до 800°K и 180 атм (для «Венеры-8» верхний предел по давлению был снижен до 120 атм). За счет упрочнения и создания специальной теплозащиты, обладающей необходимыми теплоизоляционными и одновременно амортизационными свойствами, СА «Венера-7,8» стали примерно на 100 кг тяжелее; хотя общий вес станций остался прежним (около 1180 кг). Конструктивные усовершенствования АМС «Венера-8» позволили значительно расширить комплекс научных измерений, проводившихся в атмосфере и на поверхности планеты.

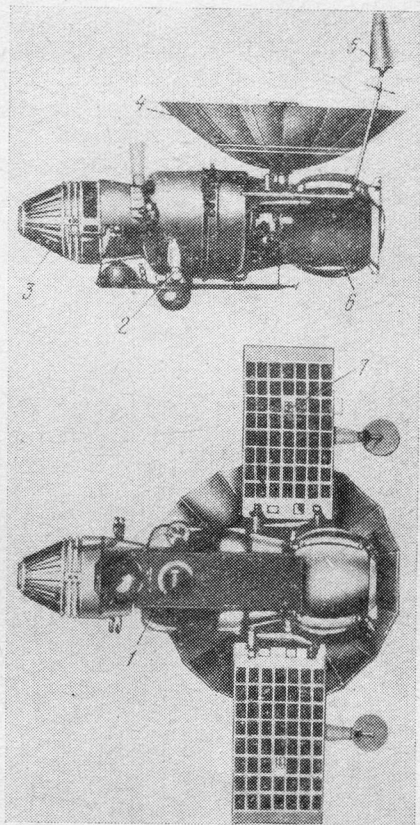


Рис. 24. Автоматическая Межпланетная станция «Венера-8». 1 — датчики системы астроориентации; 2 — приборный отсек; 3 — корректирующая двигательная установка; 4 — остроуправленная параболическая антенна; 5 — малонаправленная антенна; 6 — спускаемый аппарат; 7 — панели солнечных батарей.

Отделение спускаемых аппаратов от орбитального отсека производилось на расстояниях около 20—40 тыс. км от Венеры, и участок аэродинамического торможения в атмосфере начинался при скорости около $11,2 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ под углами приблизительно $50\text{--}70^\circ$ к местному горизонту. Раскрытие парашютов происходило в момент, когда скорость аппаратов уменьшалась примерно до $210 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$,

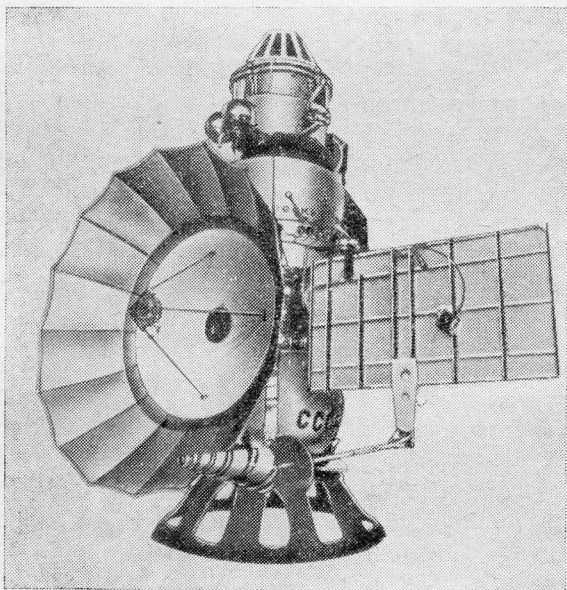


Рис. 25. АМС «Венера» в сборочном цехе.

что соответствовало давлению окружающей атмосферы около $P \simeq 0,6 \text{ атм.}$

На рис. 26 показан спускаемый аппарат станции «Венера-8». Он имеет несколько продолговатую конфигурацию и содержит внутри герметичный контейнер сферической формы с аппаратурой, состоящей из радиотелеметрической системы, приборов для измерения параметров атмосферы и поверхности, автоматики управления и терморегулирования и источников питания. Снаружи СА закрыт теплозащитным покрытием и теплоизоляцией, предохраняющими его соответственно от аэродинамическо-

го нагрева при входе в атмосферу, при работе в атмосфере на участке парашютного спуска и на поверхности. На внутренней стороне корпуса установлены тепловые аккумуляторы. В верхней части аппарата, под отстреливаемой

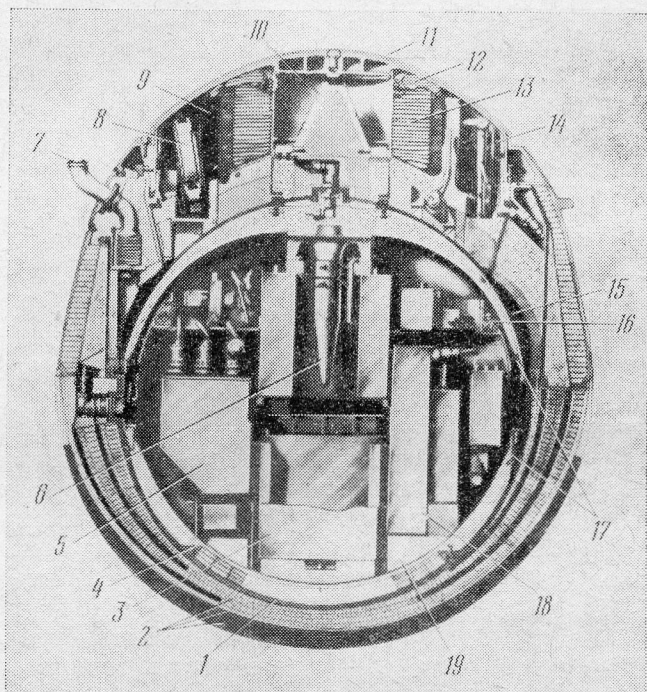


Рис. 26. Спускаемый аппарат станции «Венера-8». 1 — демпфер; 2 — внешняя теплоизоляция; 3 — радиопередатчик; 4 — корпус приборного отсека; 5 — блок коммутации; 6 — вентилятор; 7 — трубопровод системы терморегулирования; 8 — выносная антенна радиопередатчика; 9 — парашютный отсек; 10 — основная антенна радиопередатчика; 11 — крышка парашютного отсека; 12 — вытяжной парашют; 13 — основной парашют; 14 — антенна радиовысотомера; 15 — теплообменник; 16, 19 — тепловые аккумуляторы; 17 — внутренняя теплоизоляция; 18 — программно-временное устройство.

крышкой, размещен парашютный контейнер. Использовалась однокаскадная парашютная система с вытяжным парашютом. Термостойкий материал основного парашюта должен был противостоять температурам до 800 °К.

Уже по результатам полета станции «Венера-4» стало очевидным, что целесообразно сократить время спуска в плотной атмосфере Венеры, для чего площадь купола парашюта была уменьшена приблизительно на порядок. Особенно существен вопрос о времени спуска для аппарата, совершающего посадку, с тем, чтобы сохранить благоприятный тепловой режим в приборном контейнере до поверхности. От времени пребывания в атмосфере зависит, сколько тепла поступит внутрь, поскольку поглощение тепла происходит только за счет собственной теплоемкости контейнера и расположенной внутри него аппаратуры. В связи с этим для станций «Венера-7» и «Венера-8» была выбрана схема парашютирования с зарифовкой, чтобы быстрее пройти начальный участок спуска в атмосфере.

Создание посадочного аппарата потребовало решения ряда сложных научно-технических проблем, проведения большого количества теоретических и экспериментальных исследований. К ним прежде всего относятся создание конструкции, способной выдержать огромные перегрузки при входе к атмосфере, проектирование силового корпуса, расчет и испытания высокоэффективных теплозащитных и теплоизоляционных покрытий, включая разработку методик и специальных установок для испытаний СА в наземных условиях, моделирующих условия атмосферы Венеры. Полученные данные позволили выбрать оптимальные параметры внешней теплоизоляции на разных участках, толщину корпуса и внутренней теплоизоляции. В качестве наиболее эффективных для теплоизоляции использовались пористые и изготовленные в виде сот материалы, обладающие к тому же необходимой прочностью, чтобы противостоять высокому наружному давлению. Вопросы теплопередачи через пористую теплоизоляцию применительно к проектированию венерианских спускаемых аппаратов рассмотрены Авдеевским [7].

Другим важным средством увеличения времени жизни аппарата в горячей атмосфере Венеры является использование тепловых аккумуляторов. Суммарная эффективная теплоемкость внутри аппарата меньше истинной теплоемкости из-за того, что за время его работы температура во всех приборах не успевает выровняться. Одним из способов поглощения тепла является применение испарительных систем. Однако условия на Венере таковы, что

в диапазоне до 50 °С упругость насыщающих паров возможных веществ значительно меньше давления в окружающей среде, и удаление паров под собственным давлением невозможно. Поэтому в качестве аккумуляторов тепла необходимо было использовать вещество, у которого фазовый переход происходит при меньшей температуре и без заметного изменения объема. Таким свойством обладает кристаллогидрат $\text{LiNO}_3 \cdot n \text{H}_2\text{O}$, с фазовым переходом при температуре около 30 °С. Эта соль поглощает при

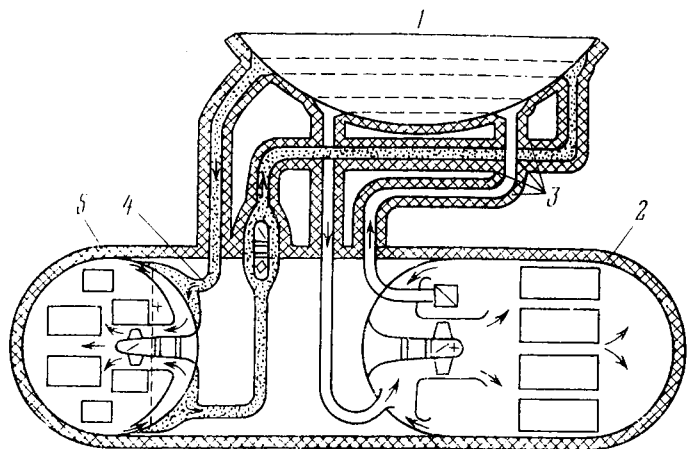


Рис. 27. Схема терморегулирования аппарата «Венера». 1 — антенна-радиатор; 2 — орбитальный блок; 3 — многослойная теплоизоляция; 4 — контур преохлаждения; 5 — спускаемый аппарат.

разложению и нагреванию свыше 100 ккал/кг при изменении объема примерно на 10%. Суммарная теплоемкость такого аккумулятора втрое лучше, чем у бериллия и в шесть раз лучше, чем у алюминия. За счет установки тепловых аккумуляторов удалось повысить суммарную теплоемкость СА на 20% [7].

Чтобы дополнительно увеличить время работы СА в атмосфере и на поверхности, было предусмотрено его специальное захлаживание на траектории, так что к моменту отделения от орбитального отсека температура внутри приборного контейнера была заключена в пределах $-6 \div -10$ °С. Схема системы терморегулирования на АМС «Венера» показана на рис. 27.

Таблица 8

Аппаратура и измеряемые параметры АМС «Венера»

Станция	Измеряемый параметр	Аппаратура	Диапазон измерений	Ошибка измерений (среднеквадратичная от диапазона)
«Венера-4»	Химический состав атмосферы	Газоанализаторы: 1. CO ₂ (изменение теплопроводности смеси атмосферных газов) 2. CO ₂ (поглощение КОН) 3. N ₂ (циркониевый поглотитель) 4. N ₂ (предварительное поглощение CO ₂ , H ₂ O при $T \approx 1000^\circ\text{C}$) 5. H ₂ O (изменение электропроводности P ₂ O ₅) 6. H ₂ O (поглощение CaCl ₂) 7. O ₂ (перегорание вольфрамовой проволоочки при $T \approx 800^\circ\text{C}$) 8. O ₂ (+ H ₂ O) (сублимация красного фосфора)	$\geq 1\%$ *) 7—100% 2—30% 7—100% 2,5—50% $> 0,1\%$ $> 0,05\%$ $> 0,7\%$ $\approx 0,4\%$ $\approx 1,6\%$	
	Температура атмосферы	Термометры сопротивления	—60—460 °C 0—330 °C	$\pm 1,5\%$ $\pm 1,5\%$
	Давление	Манометры анероидного типа	100—5300 мм Hg **) (0,13—7,20 кг·см ⁻²)	$\pm 3\%$

Т а б л и ц а 8 (продолжение)

Станция	Измеряемый параметр	Аппаратура	Диапазон измерений	Ошибка измерений (среднеквадратичная от диапазона)
«Венера-4»	Плотность атмосферы	Ионизационный плотномер	0,5—15 $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$ (для CO_2 , N_2 , O_2 и их смесей) ~30 км	$\pm 1,5\%$ (в начале диапазона до $\pm 5\%$)
	Высота над поверхностью	Радиовысотомер дециметрового диапазона		
	Ветер	Бортовой радиопередатчик (доплеровский сдвиг несущей частоты)	0— ∞ м/сек	не лучше ± 10 м/сек
«Венера-5» «Венера-6»	Химический состав атмосферы	Газоанализаторы для определения содержания CO_2 , N_2 , H_2O , O_2 типов 2 и 4—7 с более высокой точностью измерений по сравнению с газоанализаторами «Венеры-4» ($\pm 4\%$ для CO_2 ; $\pm 2,5\%$ для N_2 ; $\pm 0,1\%$ для O_2)		
	Температура атмосферы	Термометры сопротивления	0—160 °C 140—370 °C 200—440 °C	$\pm 1,5\%$ $\pm 1,5\%$ $\pm 1,5\%$
	Давление атмосферы	Манометры анероидного типа	100—5000 мм Hg (0,13—6,8 кг/см^{-2}) 500—20 000 мм Hg (0,7—27,2 кг/см^{-2}) 750—30 000 мм Hg (1,0—40,7 кг/см^{-2})	$\pm 1,5\%$ $\pm 1,7—2,0\%$ $\pm 1,7—2,0\%$

Станция	Измеряемый параметр	Аппаратура	Диапазон измерений	Ошибка измерений (среднеквадратичная от диапазона)
«Венера-5»	Плотность атмосферы	Плотномер камертонного типа	0,5—40 $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$	$\pm 3\%$
«Венера-6»	Высота над поверхностью	Радиовысотомер дециметрового диапазона	60—0 км	$\pm 5\%$
«Венера-7»	Температура атмосферы	Термометры сопротивления	25—540 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 5\%$
	Давление атмосферы	Манометры анероидного типа	0,5—150 $\text{кг} \cdot \text{см}^{-2}$	$\pm 2\%$
	Высота над поверхностью	Бортовой радиопередатчик (доплеровский сдвиг несущей частоты)	∞ — 0 км	$\pm 1,5 \text{ м/сек}$ (по скорости)
	Ветер	То же	0 — $\infty \text{ м/сек}$	То же
«Венера-8»	Температура атмосферы	Термометры сопротивления	50—590 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 1,5\%$
			200—435 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 1,5\%$
			395—540 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 1,5\%$
			20—605 $^{\circ}\text{C}$	$\pm 1,5\%$
	Давление атмосферы	Манометры анероидного типа	0—59 000 мм Hg (0—80 кг/см^2)	$\pm 1—3\%$
			0—73 000 мм Hg (0—100 кг/см^2)	$\pm 1,5—2\%$
			0—110 000 мм Hg (0—150 кг/см^2)	$\pm 1,5—2\%$
			0—147 000 мм Hg (0—200 кг/см^2)	$\pm 1,5—2\%$

Таблица 8 (продолжение)

Станция	Измеряемый параметр	Аппаратура	Диапазон измерений	Ошибка измерений (среднеквадратичная от диапазона)
«Венера-8»	Освещенность в атмосфере	Фотометр в диапазоне 0,4—0,8 мкм	$10^1—10^5$ лк	$\pm 30\%$
	Содержание аммиака в атмосфере	Газоанализатор (изменение цвета тетрабромфенолсульфопфталеина на прокаленном силикагеле при поглощении NH_3)	$\geq 0,1\%$ при $P < 2$ атм	
	Высота над поверхностью	Радиовысотометр дециметрового диапазона	60—0 км	$40,3 + 3,4 \times 10^{-3} h$ (м)
	Диэлектрическая проницаемость грунта ϵ	То же		
	Характер поверхностных пород	160-канальный гаммаспектрометр (содержание в породе U, Th, K)		
	Ветер	Бортовой радиопередатчик (доплеровский сдвиг частоты)	0— ∞ м/сек	± 1 м/сек
	Плотность атмосферы выше начала участка парашютирования	Датчик перегрузки в зависимости от времени (акселерометр)	$\sim 60—100$ км	$\pm 20 g$

*) Указываются объемные проценты.

**) При $g_{\oplus} = 981 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-2}$.

Аппаратура. Приборы, устанавливавшиеся на станциях «Венера», с указанием диапазонов и ошибок измерений, перечислены в табл. 8. В этой главе мы дадим описание аппаратуры, использовавшейся для измерения атмосферных параметров. Описание измерителя освещенности приведено в главе V, а описание гамма-спектрометра можно найти в [34].

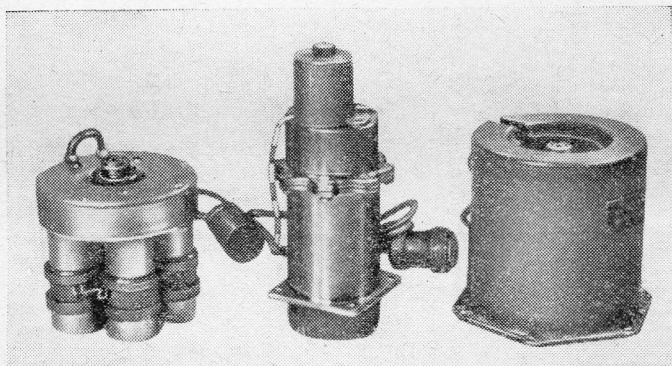


Рис. 28. Общий вид газоанализаторов. Слева — газоанализатор «Венеры-4», справа — «Венеры-5, -6»; в центре измеритель аммиака.

Станции «Венера-4, 5, 6» были оборудованы простыми газовыми анализаторами типа Г-8 и Г-10 для определения химического состава атмосферы. Общий вид приборов показан на рис. 28. На каждой станции устанавливалось по два прибора, чтобы провести измерения на уровнях в атмосфере с различным давлением. Даваемое ниже описание аппаратуры и методики измерений химического состава основывается на работах Виноградова, Суркова и их сотрудников [29, 31, 32, 153, 154, 537].

Для определения содержания углекислого газа, азота (вместе с инертными газами), кислорода и водяного пара как основной использовался амплитудный (манометрический) метод. Для регистрации небольших (пороговых) количеств H_2O и O_2 применялись также, соответственно, электролитический и термохимический методы. Выбор реактивов определялся прежде всего из соображений избирательности к заданному компоненту, достаточно высокой скорости реакции поглощения, их стабильности при

сравнительно длительном хранении и в широком интервале температур и после воздействия значительных перегрузок, а также отсутствия газообразных побочных продуктов реакции, влияющих на оценку содержания определяемой компоненты.

Хорошими поглотителями CO_2 являются натронная известь, аскарит, едкое кали, едкий натр и гидроокись кальция, обладающие несколько различными характеристиками поглощения в зависимости от времени. Для эксперимента на станциях «Венера» в качестве наиболее приемлемого поглотителя было выбрано едкое кали (КОН). Недостатком его является чувствительность к наличию влаги. Исключение зависимости скорости поглощения от степени высушивания реактива достигалось путем добавления к КОН литиевого поглотителя CO_2 ($\sim 3\%$), а для исключения ошибки, связанной с поглощением реактивом водяного пара, в другой отсек цилиндра

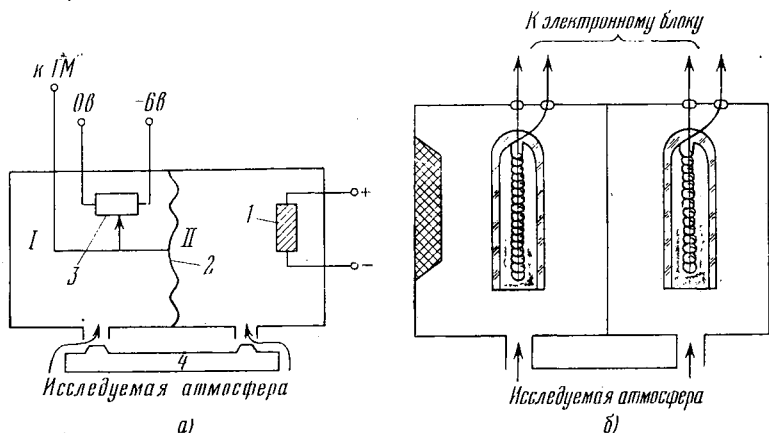


Рис. 29. Газоаналитические ячейки для определения содержания CO_2 в атмосфере манометрическим методом (а) и по методу теплопроводности (б). 1 — химический поглотитель; 2 — манометрическое устройство; 3 — потенциометр; 4 — клапан [153].

соответствующей ячейки газоанализатора помещался хлористый кальций. Практически полное поглощение углекислоты в заданном объеме рабочей ячейки обеспечивалось в течение 30—50 сек.

Каждый газоанализатор, представляющий собой прибор одноразового действия, состоит из комплекса газоана-

литических ячеек и электронного блока. По сравнению с газоанализатором Г-8 в газоанализаторе Г-10 было увеличено число рабочих ячеек и повышена чувствительность манометрических датчиков с целью проведения измерений при меньшем давлении окружающей среды. Принцип работы газоанализаторов очевиден из схем, приведенных на рис. 29—32. Там же показаны характеристики поглощения CO_2 , O_2 и H_2O различными поглотителями в зависимости от времени.

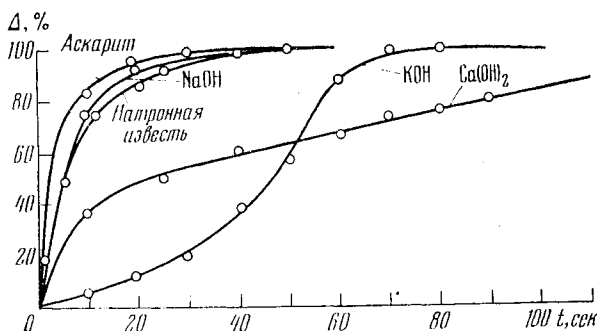


Рис. 30. Характеристики поглощения CO_2 различными поглотителями в зависимости от времени [153].

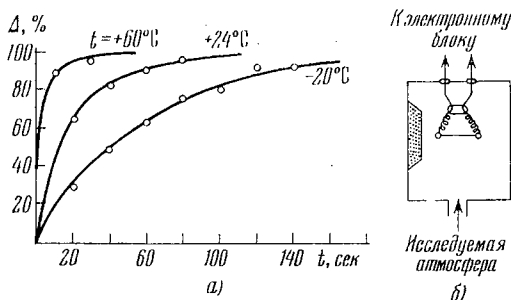


Рис. 31. Характеристики поглощения O_2 белым фосфором в зависимости от времени при различных температурах (а) и схема газоаналитической ячейки для определения содержания в атмосфере O_2 термохимическим методом (б) [153].

Первая из схем (рис. 29, а) представляет собой газоаналитическую ячейку прибора Г-8. По команде от бортового программно-временного устройства СА происходит открытие клапана, и исследуемый атмосферный газ поступает в обе полости цилиндра, разделенные мембраной,

которые предварительно вакуумированы. После этого клапан закрывается. В одной из полостей имеется химический поглотитель одной или нескольких компонент, что приводит к разности давлений и отклонению мембраны, регистрируемому потенциометрическим датчиком. Для повышения скорости протекания реакции в некоторых ячейках предусмотрен автоматический подогрев поглотителя после забора атмосферной пробы и закрытия клапана (в течение приблизительно 10 сек).

Аналогичный дифференциальный (манометрический) метод использовался для определения содержания азота. В газоанализаторе, установленном на «Венере-4», в качестве поглотителя применялся цирконий. Метод основан на

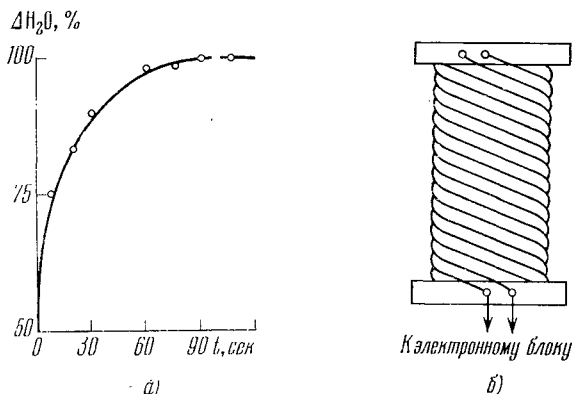


Рис. 32. Характеристика поглощения H_2O хлористым кальцием в зависимости от времени (а) и газоаналитическая ячейка для определения содержания в атмосфере H_2O электролитическим методом (б) [153].

хорошо известной способности азота образовывать с металлами при нагревании устойчивые нитриды. Использование его в значительной степени предопределялось ожидаемым значительным содержанием азота в венерианской атмосфере. Порошок циркония наносился на кварцевый капилляр и цементировался 20-процентным раствором кремнекислого натрия. Для более интенсивного протекания реакции (рабочая температура около 800°C) использовалась зональная смесь (алюминий и перекись бария в соотношении 2 : 1). Для исключения влияния на показания прибора CO_2 , H_2O , O_2 , также поглощаемых Zr,

в камеру сравнения газоаналитической ячейки помещались КОН (для поглощения CO_2 и H_2O) и фосфор (для поглощения O_2).

В газоанализаторах «Венеры-5 и 6» содержание N_2 определялось путем измерения остаточного давления в ячейке после поглощения CO_2 , O_2 и H_2O . Последний метод более надежен, так как в присутствии большого количества CO_2 циркониевые поглотители действуют недостаточно стабильно. Содержания азота и инертных газов (если таковые присутствуют в атмосфере) не разделяются при таком методе анализа.

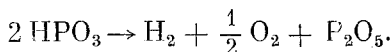
На второй схеме (рис. 29, б) показана газоаналитическая ячейка прибора Г-10 для определения малых содержаний CO_2 по методу теплопроводности. Отличие этой схемы от предыдущей, по существу, состоит в том, что в этом случае вместо мембраны в качестве чувствительного элемента используются платиновые спирали, помещенные внутри кварцевых капилляров и включенные в балансную мостовую схему. Поглощение CO_2 в одном из отсеков цилиндра приводит к изменению теплоотвода от одной из спиралей и, следовательно, к разбалансу моста, величина которого прокалибрована в единицах содержания CO_2 .

При использовании манометрического метода для определения содержаний кислорода и водяного пара в газоанализаторах «Венеры-4» в качестве поглотителей использовались соответственно белый фосфор и хлористый кальций. Характеристики поглощения этих атмосферных компонентов указанными реактивами приведены на графиках рис. 31—32. Белая модификация фосфора получалась путем возгонки исходного красного фосфора и употреблялась на связке (раствор бихромата калия и силиката натрия) с целью обеспечения механической прочности. К сожалению, наличие примеси H_2O не обнаруживается этим методом. Хлористый кальций употреблялся в виде отсеянной фракции с размером зерен 1—3 мм, после предварительного сплавления и измельчения без доступа влаги.

Более чувствительным методом для определения содержания кислорода служит термохимический метод, практически реализованный на АМС «Венера-4, 5 и 6» в варианте газоаналитической ячейки, показанной на рис. 31. Через спираль из тугоплавкого металла (вольфрама)

диаметром 12 мм пропускается электрический ток, величина которого зависит от сопротивления проводника. При наличии в объеме ячейки кислорода его реакция с вольфрамом приводит к резкому уменьшению сечения или перегоранию проводника, что обеспечивает пороговое определение содержания O_2 . Реакция имеет избирательный характер и не чувствительна к наличию CO_2 или N_2 .

Для порогового определения влажности атмосферы в газоанализаторах АМС «Венера-4, 5 и 6» использовался электролитический метод. Принципиальная схема соответствующей газоаналитической ячейки показана на рис. 32. Метод основан на изменении электрического сопротивления влагосорбирующего вещества, в качестве которого использовался гидратированный фосфорный ангидрид. 20-процентный водный раствор P_2O_5 (метафосфорная кислота) наносился на наружную поверхность стеклянной катушки, вдоль которой была выполнена двухдорожечная винтовая нарезка с шагом 0,1 мм и намотана платиновая проволока диаметром 0,1 мм. Подача напряжения приводит к электролизу метафосфорной кислоты, которая в результате высушивания разлагается согласно реакции



Это в свою очередь приводит к увеличению сопротивления сорбирующего слоя. Наоборот, поглощение влаги приводит к падению сопротивления и к росту величины регистрируемого тока. С целью сохранения в течение длительного времени низкой остаточной влажности над фосфорным ангидридом после высушивания, датчик помещался над щелочью.

Для определения возможного содержания аммиака в атмосфере Венеры на станции «Венера-8» был установлен газоанализатор, принцип действия которого основан на линейно-колористическом методе, т. е. на регистрации изменения цвета химического реактива при реакции с NH_3 . В качестве такого реактива использовался тетрабромфенолсульфоталеин на прокаленном силикагеле, представляющий собой мелкозернистый порошок желтого цвета. Под воздействием аммиака он становится синим. Изменение цвета регистрировалось сернистокадмиевыми

фотосопротивлениями. Для повышения чувствительности и устранения случайных или дрейфовых эффектов применялась мостовая схема, построенная таким образом, что изменение окраски рабочего реактива определялось по отношению к эталонному, помещенному в соседний герметичный отсек прибора. Схема газоанализатора показана на рис. 33.

Для измерения давления и температуры атмосферы Венеры использовались наиболее простые и надежные

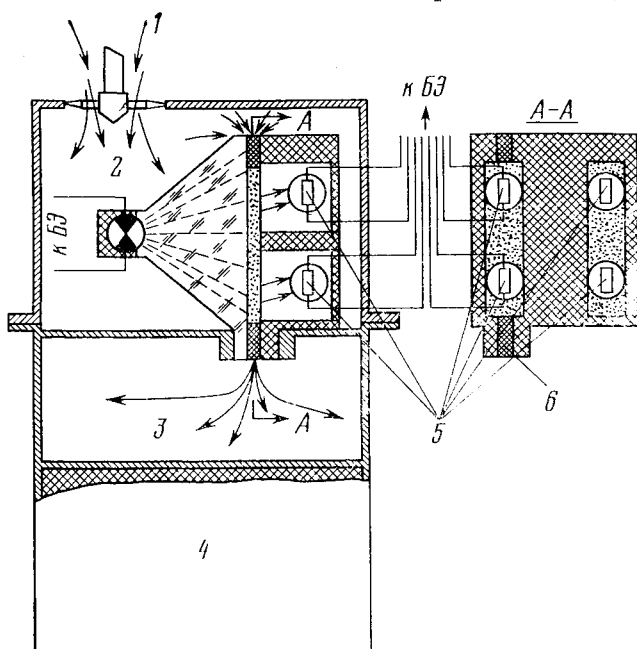


Рис. 33. Схема газоаналитической ячейки для определения содержания в атмосфере NH_3 колориметрическим методом. 1 — вход исследуемой атмосферы; 2 — измерительная камера; 3 — калиброванная емкость; 4 — блок электронный (БЭ); 5 — фотосопротивления; 6 — фильтр [154].

методы измерения теплофизических параметров плотного газа при помощи манометров мембранного (апероидного) типа и термометров сопротивления [1, 3, 4, 6]. Общий вид приборов этого типа показан на рис. 34. Принцип действия манометрического датчика (рис. 35, а) основан на свойстве упругой деформации чувствительного элемента под дей-

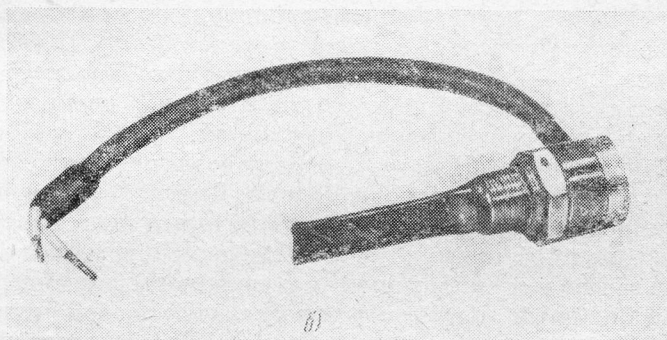
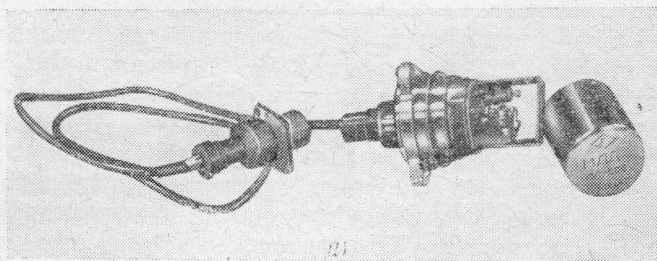


Рис. 34. Общий вид aneroidного манометра (а) и термометра сопротивления (б).

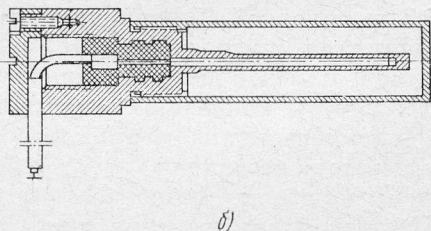
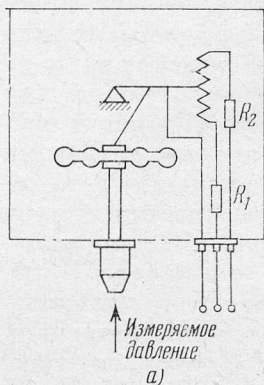


Рис. 35. Принципиальная схема aneroidного манометра (а) и конструкция датчика температуры (б).

ствием внешнего давления, преобразуемого посредством передаточно-множительного механизма и потенциометра в электрическое напряжение. Датчиками температуры служили термометры сопротивления (рис. 35, б), которые включались в балансные мостовые схемы. Принцип их действия основан на зависимости омического сопротивления чувствительного элемента от изменения температуры среды. В качестве чувствительного элемента датчиков использовалась платиновая проволока. Манометры и термометры испытывались в широком интервале изменения температуры и давления окружающего газа. Погрешность в определении температуры и давления, оцениваемая как среднеквадратическая ошибка измерений $\sigma_{T(P)}$, не превышала $1,5 \div 2\%$ от диапазона измерения. На отдельных участках измерений она возрастала за счет дискретности опроса телеметрическим коммутатором.

На станциях «Венера-4—6» проводились также измерения плотности атмосферы Венеры. Для измерения плотности на «Венере-4» Михневич и Соколовым использовался ионизационный плотномер [111], а на «Венере-5 и 6» — Авдуевским и др. плотномер камертонного типа [4, 189]. Ионизационный плотномер представлял собой ионизационную камеру цилиндрической формы, внутренняя поверхность которой покрыта β -активированным стронцием-90. Вдоль оси цилиндра натянута проволочка. Камера свободно сообщалась с окружающим пространством. Принцип действия плотномера основывался на измерении величины тока вследствие ионизации газа во внутреннем объеме цилиндра. Ток, создаваемый за счет поддержания постоянной разности потенциалов между стенкой цилиндра и проволочкой, пропорционален плотности газа внутри цилиндра, и следовательно, в атмосфере. Принцип действия камертонного плотномера основан на изменении амплитуды колебаний камертона со специальным возбуждением в зависимости от плотности среды. Пластины вилки камертона толщиной 0,6 мм и шириной 12 мм были выполнены из стали. Добротность камертона составляла ~ 300 . Катушкой возбуждения поддерживался режим автоколебаний при частоте $f = 160$ гц от генератора с электронной обратной связью, при стабильности частоты не хуже 1 гц. Постоянство уровня энергии на катушке возбуждения обеспечивалось электронной схемой амплитудного огра-

ничения. Величина изменения декремента затухания в диапазоне измерений составляла около 30. Электрический сигнал, пропорциональный амплитуде колебаний, а значит и плотности среды, снимался с измерительной катушки, укрепленной на одной из пластин вилки камертона.

По команде раскрытия основного парашюта происходило включение радиовысотомера, которым были оборудованы станции «Венера-4, 5, 6, 8». Измерение высоты на станциях «Венера-4, 5, 6» производилось по принципу частотной модуляции. В отличие от радиовысотомера «Венеры-4», единственное показание которого в момент раскрытия парашюта было не свободно от неоднозначности [3, 4], на станциях «Венера-5, 6» индикация моментов прохождения аппаратом ряда номинальных высот в пределах от 50 до 10 км осуществлялась независимыми частотными фильтрами. Метод определения высоты основывался на прямой зависимости от нее частоты биений между отраженным от поверхности планеты и излученным частотно-модулированным сигналами. Этот метод давал возможность получить в соответствующем рабочем канале высотомера «оггибающую» сигнала, форма которой зависит от формы амплитудно-частотной характеристики фильтра и формы оггибающей спектра сигнала биений. «Оггибающая» сигнала на выходе канала приемного устройства достигает максимума при совмещении максимумов амплитудно-частотной характеристики фильтра и оггибающей спектра сигнала биений. Этой характерной точкой определяется момент достижения номинальной для данного канала высоты над облучаемой поверхностью (при заданном коэффициенте отражения поверхности, исходя из данных радиолокационных отражений). При этом разность между собственными частотами настройки фильтров приемника находилась в пределах значений, соответствующих разности высот 8—10 км.

Радиовысотомер, установленный на станции «Венера-8», представлял собой по принципу работы прибор импульсного типа. Он использовался как для измерения высоты над поверхностью, так и для оценки диэлектрической проницаемости (плотности) грунта по величине уровня отраженного сигнала.

Для определения скорости ветра в атмосфере, а на «Венере-7» и «Венере-8» — также для определения после-

довательных интервалов пути при спуске аппарата на парашюте — использовались данные о доплеровском сдвиге частоты бортового радиопередатчика. Методика анализа этих данных рассмотрена Кержановичем и др. [66]. Точность и сама возможность определения скорости ветра по беззапросным доплеровским измерениям зависит от стабильности частоты задающих генераторов, использовавшихся на СА в качестве эталона. Ошибка вносится при неточном определении номинала частоты или его непрогнозируемом уходе, который может быть воспринят как изменение скорости. Основным фактором, влияющим на стабильность частоты генераторов, является изменение внешней температуры. Если на трассе межпланетного перелета задающие генераторы работают в сравнительно легких условиях при небольших колебаниях температуры внутри СА, то во время спуска, когда внешняя температура достигает почти 750°K , температура внутри СА постепенно нарастает. Для уменьшения температурного ухода в качестве задающих генераторов в СА использовались термостатированные кварцевые генераторы, помещенные в сосуд Дьюара. Однако и у таких генераторов температурный уход во время спуска может приводить к медленно меняющейся погрешности измерения скорости до $5\text{--}7\text{ м/сек}$. Для дальнейшего уменьшения погрешности производились вычисления температурного ухода задающего генератора с использованием снятых на Земле характеристик и телеметрических измерений температуры внутри СА во время спуска. Остающаяся погрешность имеет плавный, медленно нарастающий характер и к концу спуска СА не превышает $1\text{--}1,5\text{ м/сек}$.

Систематическая погрешность измерения скорости определяется точностью, с которой на основании калибровок частоты в сеансах связи, проведенных на участке межпланетного перелета, может быть предсказана частота задающего генератора к моменту входа в атмосферу планеты. Такое предсказание в свою очередь определяется индивидуальным ходом старения кварцевых резонаторов, количеством проведенных калибровок и временем от последнего замера частоты до входа в атмосферу. Максимальная систематическая погрешность, связанная с неточностью экстраполяции частоты задающего генератора на момент входа в атмосферу для станций «Венера-4, 5, 6»,

составила соответственно

$$\begin{Bmatrix} +2,8; & +4,5; & +8,5 \\ -2,5; & -10,7; & -1,4 \end{Bmatrix} \text{ м/сек.}$$

Для «Венеры-7» и «Венеры-8», при использовании для целей привязки результатов измерений частоты после посадки на поверхность планеты, систематическая погрешность уменьшается до $\pm 1,5$ м/сек. Точность измерения пульсаций скорости, определяемая кратковременной нестабильностью частоты, для использовавшихся генераторов не превышала 0,3—0,5 м/сек. Наконец, изменение частоты вследствие рефракции радиоволн в атмосфере Венеры, как показывают оценки, вносит поправку в величину скорости не более 0,3 м/сек на заключительной стадии спуска у поверхности планеты [377].

Установленные на автоматических станциях «Венера» приборы позволили осуществить комплекс прямых измерений в атмосфере с крайне неопределенными значениями параметров и неизвестным характером их распределения по высоте. Сложность задачи первых измерений обусловила в отдельных случаях их оценочный характер. Вместе с тем уже первые измерения дали возможность получить важнейшие сведения об основных физических характеристиках атмосферы Венеры и перейти к комплексной программе исследований. В последующих разделах этой главы мы проанализируем результаты проведенных к настоящему времени измерений термодинамических параметров нижней атмосферы (тропосферы) планеты на станциях «Венера». Мы рассмотрим также результаты измерений космического аппарата «Маринер-5», расширяющие измеренную область в сторону больших высот (в стратосфере). На комплексе этих измерений, по существу, целиком основываются современные представления о структуре атмосферы планеты от поверхности до высоты приблизительно 90 км *).

*) К сожалению, к моменту завершения работы над рукописью авторам были неизвестны результаты экспериментов, проведенных при пролете около Венеры космического аппарата «Маринер-10» 5 февраля 1974 г. Поэтому они были вынуждены ограничиться кратким упоминанием основных результатов в соответствующих разделах текста книги либо в примечаниях при корректуре.

§ IV.3. Результаты прямых измерений параметров атмосферы на АМС «Венера» и их анализ

Химический состав. Определение газового состава станцией «Венера-4» было проведено на двух уровнях в атмосфере, при $P = 0,6 \text{ кг/см}^2$ и $P = 2,0 \text{ кг/см}^2$ *). Газоанализаторы «Венеры-5» и «Венеры-6» произвели взятие проб на уровнях, соответствовавших давлению $P \approx 0,6 \text{ кг/см}^2$; $P \approx 2,0 \text{ кг/см}^2$; $P \approx 5,0 \text{ кг/см}^2$ и $P \approx 10,0 \text{ кг/см}^2$. Измерения содержания аммиака на станции «Венера-8» проводилось на уровнях в атмосфере при давлении $P \approx 2,0 \text{ кг/см}^2$ и $P \approx 10,0 \text{ кг/см}^2$. Результаты измерений согласно Виноградову и др. [29, 31, 32, 154, 537] приведены в табл. 9.

Из рассмотрения данных, приведенных в табл. 9, прежде всего следует фундаментальный вывод о том, что атмосфера Венеры состоит в основном из углекислого

Таблица 9

Результаты прямого определения газового состава атмосферы Венеры
(согласно [29, 31, 32, 154, 537])

Давление атмосферы P , кг/см^2	Температура атмосферы, $^{\circ}\text{C}$	Высота над поверхностью (согласно [102])	Концентрация вещества, объемн. %				H_2O , мг/л	Космический аппарат
			CO_2	N_2	O_2	NH_3		
0,6	~ 15	54	97^{+3}_{-4}	$\leq 3,5$			~ 11	«Венера-5»
0,7	~ 20	53	90 ± 10	≤ 7	$\geq 0,4$		$> 0,7$	«Венера-4»
2,0	85	46			$\leq 1,5$		≤ 8	«Венера-4»
2,0	85	46	> 56	$\leq 9,5$	$\leq 0,3$		~ 6	«Венера-6»
5,0	155	38	> 60	≤ 4	$\geq 0,1$		$> 0,7$	«Венера-5»
5,0	155	38		≤ 4	$\leq 0,1$			«Венера-5»
10,0	225	30	> 30	$\leq 2,5$	$\leq 0,1$		$> 0,7$	«Венера-6»
10,0	225	30		$\leq 2,0$	$\leq 0,2$			«Венера-6»
2,0	85	46				$0,01 - 0,1$		«Венера-8»
8,0	225	30				$0,01 - 0,1$		«Венера-8»

*) Здесь и далее используются единицы кг/см^2 , соответствующие технической атмосфере (ат). Для перехода к физической атмосфере (атм) значение в кг/см^2 следует умножить на величину 1,033,

газа. Среднее содержание CO_2 составляет 97%. Результаты измерений не исключают присутствия в атмосфере азота, верхний предел содержания которого (вместе с возможной примесью инертных газов, не разделяемых, как уже отмечалось, в используемом методе газового анализа) ограничен пороговым значением $<3,5\%$ (и, вероятно, $<2,0\%$). Из определений содержания кислорода более надежны данные, полученные АМС «Венера-5 и 6». Они указывают на то, что его концентрация в атмосфере Венеры незначительна, ниже порогового значения 0,1%.

Результаты измерения влажности атмосферы Венеры приводят к выводу, что в области высот от 46 до 54 км, отвечающих давлению 0,6—2,0 кг/см², абсолютная влажность довольно высока, $\sim 6 \div 11$ мг/л. Это соответствует относительному объемному содержанию H_2O порядка 1%, что близко (с точностью до 2—3 раз) к среднему относительному содержанию водяного пара в тропосфере Земли. Что касается более низких уровней в атмосфере Венеры, то показания газоанализаторов дают лишь пороговую оценку (больше 0,7 мг/л на 38 км и на 30 км), что не противоречит, вообще говоря, полученным значениям влажности. Если парциальное давление H_2O подчиняется барометрической формуле, относительное содержание H_2O должно сохраняться приблизительно постоянным. Если же основным источником влаги являются облака, то в условиях перемешивания газа в тропосфере Венеры (которым отвечает, как будет видно из дальнейшего, измеренный температурный профиль $T(h)$ с градиентом, близким к адиабатическому) можно предполагать уменьшение относительного содержания H_2O по глубине. Труднее согласовать с этими представлениями тенденцию к уменьшению абсолютной влажности с глубиной, если принять указанную пороговую оценку в качестве возможного значения, которому в этом случае отвечало бы отношение смеси $f_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 0,007\%$ вблизи 30 км, а среднее содержание водяного пара во всей области высот между 30 и 54 км оказывалось бы порядка 0,05% (подробнее см. § IV.5).

Измеренному станциями «Венера» объемному содержанию отдельных составляющих атмосферы соответствует значение среднего молекулярного веса

$$\bar{\mu} = 0,97\mu_{\text{CO}_2} + 0,02\mu_{\text{N}_2} + 0,01\mu_{\text{H}_2\text{O}},$$

равное в этом приближении $\bar{\mu} \simeq 43,4_{-0,3}^{+0,6}$. Верхний и нижний пределы отвечают возможным вариациям содержания CO_2 , согласно данным измерений. Наличие малых примесей, не определявшихся при газовом анализе, но отождествленных по спектроскопическим данным (см. ниже табл. 11 в § IV.6), не повлияет на сделанную оценку средней величины $\bar{\mu}$. При сохранении неизменным среднего содержания основных компонентов $\bar{\mu}$ может заметно измениться лишь в случае присутствия инертных газов.

Температура, давление, плотность. На рис. 36 и 37 показаны первичные данные измерений температуры и

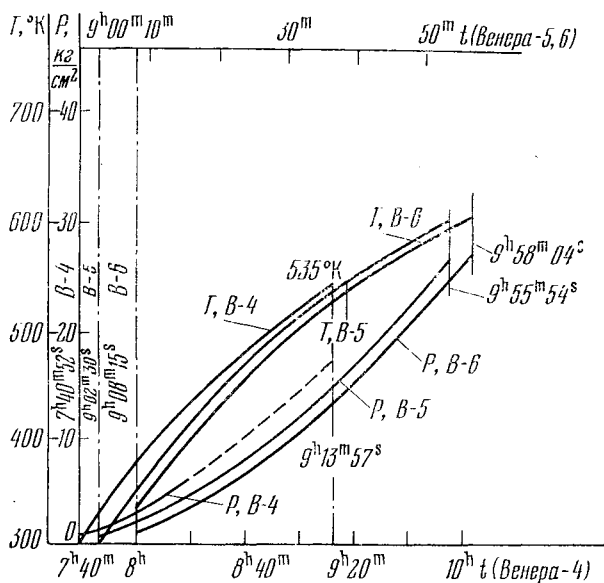


Рис. 36. Температура и давление атмосферы в зависимости от времени по измерениям АМС «Венера-4», -5 и -6». Сплошные кривые — полиномиальная аппроксимация. Текущее время t для каждого эксперимента соответствует московскому времени приема сигнала на Земле. Отмечены моменты начала и конца измерений. Пунктир — участок экстраполяции давления, измеренного «Венерой-4», до момента окончания измерения температуры.

давления атмосферы Венеры в зависимости от времени на станциях «Венера-4», «Венера-5», «Венера-6», «Венера-7» и «Венера-8», $T(h)$ и $P(h)$, полученные Авдеевским

и др. [1, 3, 4, 6, 186, 187, 189] и Маровым и др. [100, 103, 414, 415].

В первом эксперименте на «Венере-4» была измерена температура от 300 до 535 °К и давление от 0,6 до 7,2 кг/см². На рис. 36 пунктиром показан участок экстраполяции

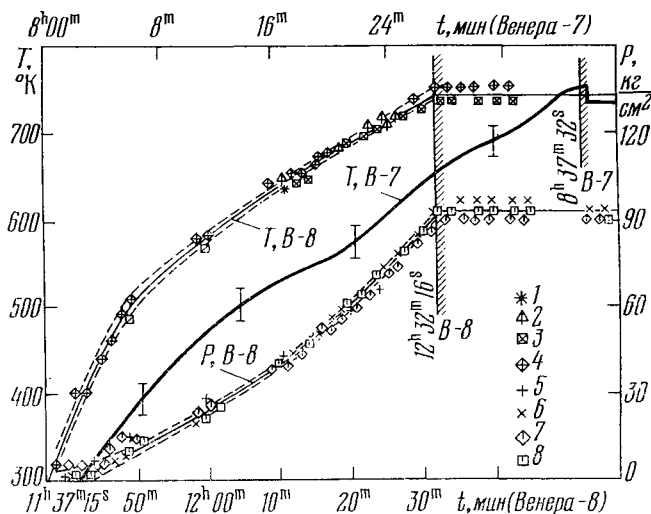


Рис. 37. Температура и давление атмосферы в функции времени по измерениям АМС «Венера-7 и 8». Сплошные кривые — полиномиальная аппроксимация, пунктир — доверительные интервалы, вертикальной чертой на кривой T' , В-7 указана максимально возможная ошибка измерений. Обозначения датчиков: 1 — T_1 , 50—590 °С; 2 — T_2 , 200—435 °С; 3 — T_3 , 395—540 °С; 4 — T_4 , 20—605 °С; 5 — D_1 , 0—80 кг/см²; 6 — D_2 , 0—100 кг/см²; 7 — D_3 , 0—200 кг/см²; 8 — D_4 , 0—150 кг/см². Вертикальные прямые со штриховкой отмечают моменты посадки станций.

измеренной кривой давления до уровня в атмосфере, соответствующего конечной измеренной температуре. Более полные измерения были осуществлены на станциях «Венера-5 и 6». Количество измеренных точек P и T на участке спуска каждой станции, соответствующем интервалу температур и давлений от 300 до 600 °К и от 0,7 до 27 кг/см², составило 50—70; при этом измерительные диапазоны отдельных приборов перекрывались. Поскольку точность измерений не одинакова в пределах шкалы прибора и погрешности датчиков с большим диапазоном

измерений выше, это учитывалось при обработке полученных значений по методу наименьших квадратов путем придания каждой отдельной точке соответствующего статистического веса. Исходные поля точек P и T по измерениям каждой станции аппроксимировались полиномами n -й степени. Формальная ошибка, определяемая с учетом оговоренных погрешностей измерений, дискретности телеметрии и методики обработки, не превосходит по температуре и давлению $\sigma_{TP} \leq 5-10\%$ от номинальных значений (при $n = 2-3$).

В эксперименте на станции «Венера-7» (см. рис. 37) температура измерялась одним прибором непрерывно от уровня с $T = 300^\circ\text{K}$ вплоть до поверхности планеты. Отсутствие последовательного опроса различных датчиков бортовым телеметрическим коммутатором, к сожалению, не позволило провести измерения давления атмосферы, высотный профиль которого был получен расчетным путем. Вертикальные отрезки на аппроксимирующей экспериментальные данные кривой $T(t)$ отмечают предельные ошибки в измерении температуры. Как видно из рис. 37, температура непрерывно возрастала, и в момент посадки на поверхность достигла 747°K . Анализ радиосигналов после посадки, проведенный Александровым и др. [9], показал, что это значение сохранялось неизменным в течение 50 сек, а вслед за тем регистрировалась температура, соответствующая предыдущей телеметрической градации, которая на 17°K ниже. Причину такого изменения можно объяснить, если принять во внимание, что температура 747°K находилась вблизи границы перехода с одной телеметрической градации на другую в пределах нескольких градусов. В этом случае даже незначительное изменение условий теплообмена датчика с окружающей средой после посадки могло привести к переходу на предыдущую телеметрическую градацию, соответствующую $T = 730^\circ\text{K}$. Поэтому в качестве наиболее достоверной может быть принята температура ночной атмосферы Венеры у поверхности в месте посадки «Венеры-7» $T_s = 747 \pm \pm 20^\circ\text{K}$.

На этом же графике приведены результаты измерений температуры и давления атмосферы Венеры на освещенной стороне по данным «Венеры-8». Обозначения экспериментальных точек соответствуют показаниям отдельных

датчиков. Сплошные кривые $T(t)$ и $P(t)$ соответствуют результатам осреднения экспериментальных точек аппроксимируемыми полиномами, пунктир обозначает доверительные интервалы. Наибольшая неопределенность имеет место в начале измерений по давлению из-за значительных ошибок широкодиапазонных датчиков; поэтому в интервале до $P \lesssim 5 \text{ кг/см}^2$ данные измерений уточнялись с учетом дополнительных характеристик по аэродинамике

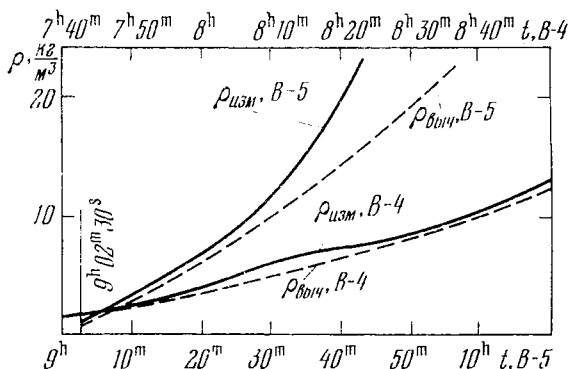


Рис. 38. Плотность атмосферы в зависимости от времени по измерениям и «Венере-4» и «Венере-5» (сплошные кривые). Пунктир — расчет по уравнению гидростатики и измеренным P и T при $\bar{\mu} = 43,4$.

парашютного спуска. Температура и давление в атмосфере плавно изменялись от значений 300°K и $0,7 \text{ кг/см}^2$ в момент начала измерений до соответственно 743°K и 93 кг/см^2 в момент посадки аппарата на поверхность и после посадки оставались неизменными. С учетом возможных погрешностей измерений на поверхности в месте посадки «Венеры-8», имеем $T = 743 \pm 8^\circ\text{K}$; $P = 93 \pm \pm 1,5 \text{ кг/см}^2$.

На рис. 38 показаны в зависимости от времени полученные в экспериментах на АМС «Венера-4, 5» кривые изменения плотности [1, 4]. Величины плотности могут быть рассчитаны также по уравнению состояния газа при молекулярном весе $\bar{\mu}$, соответствующем измеренному составу атмосферы Венеры. Как видно из рис. 38, данные измерений плотности не согласуются с результатами расчетов по измеренным значениям давления и температуры при

постоянном молекулярном весе. В случае «Венеры-4» имел место инверсионный ход $\rho_{\text{изм}}(t)$ в интервале температур приблизительно от 380 до 450°, который в максимуме соответствует либо $\bar{\mu} = 57$, либо (при допущении о политропическом состоянии газа) показателю условной политропы $\eta = 1,65$ *). В случае «Венеры-5» отклонение в ходе $\rho(t)$ от расчетного наблюдалось от уровня с температурой $T \gtrsim 400^\circ\text{C}$ и непрерывно увеличивалось, достигнув максимального значения в конце спуска, при $T = 600^\circ\text{K}$. При этом условие устойчивости не нарушается, однако использование уравнения газового состояния приводит, как и в случае «Венеры-4», к нереально большим значениям $\bar{\mu}$. Результаты повторных лабораторных испытаний не позволили воспроизвести профили ρ , аналогичные измеренным в различных газовых смесях CO_2 . Явления, наблюдавшиеся при работе плотномеров, не удастся объяснить без привлечения гипотезы о наличии в атмосфере пыли или каких-либо примесей в жидкой или твердой фазах, для чего необходимы, однако, дополнительные обоснования. Между тем существование даже относительно небольших концентраций таких примесей, не оказывающих заметного влияния на величину $\bar{\mu}$ и потому никак не проявляющихся в измерениях P , могло бы определенно повлиять на показания плотномеров в силу принципов их работы.

Определение скорости спуска. Привязка к высоте. Данные о скорости спуска аппарата в атмосфере и о величине пройденного пути представляют непосредственный интерес в анализе структуры и динамики атмосферы. Они позволяют оценить характер и интенсивность атмосферных движений, а также получить высотные профили атмосферных параметров в случае, когда нет возможности измеренным кривым $T(t)$ и $P(t)$ соотнести в каждый заданный момент t измеренные значения высоты над поверхностью $h(t)$. Можно воспользоваться для этих целей самими результатами измерений параметров атмосферы в зависимости от времени наряду с хорошо известными соотношениями для атмосферного газа и аэродинамики спуска аппарата на парашюте [97].

*) Последнее не согласуется с представлениями об устойчивости углекислой атмосферы в этой области высот при соответствующих измеренных значениях P и T .

Будем предполагать, что атмосфера Венеры находится в условиях гидростатического равновесия, а коэффициент аэродинамического сопротивления спускаемого аппарата сохраняется в процессе спуска неизменным. Тогда при известном газовом составе атмосферы скорость спуска и пройденный аппаратом путь на участке парашютирования в зависимости от времени спуска $v(t)$ и $z(t)$ могут быть с хорошей точностью рассчитаны по измеренным $P(t)$ и $T(t)$ из уравнений гидростатики и газового состояния и независимо с использованием уравнения квазиравномерного спуска на парашюте. Допущение о том, что в спокойной атмосфере СА движется со скоростью, практически совпадающей со скоростью квазиравномерного спуска, вполне оправдано. Нестационарность может незначительно сказаться только при больших скоростях движения и ее влияние уменьшается пропорционально кубу скорости.

Уравнения имеют вид:

$$dP = \rho g_{\varphi} dz = \rho g_{\varphi} v dt, \quad (\text{IV.3})$$

$$P = \rho \frac{R}{\bar{\mu}} T, \quad (\text{IV.4})$$

$$g_{\varphi} M \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{СА}}} \right) = C_x F \frac{\rho (v')^2}{2}. \quad (\text{IV.5})$$

Здесь: g_{φ} — ускорение силы тяжести на Венере ($g_{\varphi} = 880 \text{ см/сек}^2$), M — масса спускаемого аппарата, $\rho_{\text{СА}}$ — средняя плотность спускаемого аппарата, $C_x(\alpha)$ — коэффициент аэродинамического сопротивления системы «парашют — СА» при угле атаки, равном углу балансировки α^*), F — площадь миделя, v — скорость спуска относительно поверхности, v' — скорость спуска относительно газа, ρ — плотность атмосферы, R — универсальная газовая постоянная, $\bar{\mu}$ — средний молекулярный вес, z — пройденный путь по вертикали, t — текущее время.

*) Для парашютов, использовавшихся на станциях «Венера», величина угла α была незначительной, т. е. продольная ось системы «парашют — СА» практически совпадала с направлением набегающего потока.

Из (IV.3) имеем

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\rho g_{\varphi}} \frac{dP}{dt} = \frac{RT}{\bar{\mu} g_{\varphi}} \frac{d \ln P}{dt}, \quad (\text{IV.6})$$

$$z = \frac{1}{g_{\varphi}} \int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{\rho} = \frac{R}{\bar{\mu} g_{\varphi}} \int_{P_1}^{P_2} T \frac{dP}{P}. \quad (\text{IV.7})$$

Из (IV.5) непосредственно следует:

$$v' = \left[\frac{2g_{\varphi} M \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{CA}}\right)}{\rho C_x F} \right]^{1/2}. \quad (\text{IV.8})$$

При этом вертикальная и горизонтальная компоненты скорости спуска запишутся в виде

$$v'_V = v' \cos \gamma_0; \quad v'_h = v' \sin \gamma_0, \quad (\text{IV.9})$$

где γ_0 — угол планирования. На участке парашютирования без большой погрешности можно принять $v'_V = v'$, т. е. собственное движение СА при отсутствии ветра является вертикальным, что не противоречит данным наземных испытаний. Соответственно:

$$z = \int_{t_1}^{t_2} v' dt = \frac{2AR}{\bar{\mu} g_{\varphi}} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{T}{P}\right)^{1/2} dt, \quad (\text{IV.10})$$

где через A обозначена совокупность постоянных

$$A = \left(\frac{M g_{\varphi}^3 \bar{\mu}}{2 C_x F R} \right)^{1/2}.$$

Погрешность определения скорости и пройденного пути в рассмотренных случаях обычно составляет соответственно доли метра в секунду и доли километра.

Зависимости скорости спуска v и пройденного пути z от времени для аппаратов «Венера-4 — 6», вычисленные из уравнений (IV.6) и (IV.7), приведены на рис. 39 (пунктир — скорость, сплошные линии — пройденный путь). Расчет $v'(t)$ и $z(t)$ по формулам (IV.8) и (IV.10) дает практически совпадающие кривые. За начало интегрирования для пройденного пути (сверху вниз) принят уровень в ат-

мосфере, соответствующий давлению $0,6 \text{ кг/см}^2$. На этой же оси указаны значения скорости спуска. Справа нанесены величины давления, отвечающие масштабу длины z по оси ординат, согласно модели атмосферы Венеры, приведенной в Приложении. Временной масштаб по оси

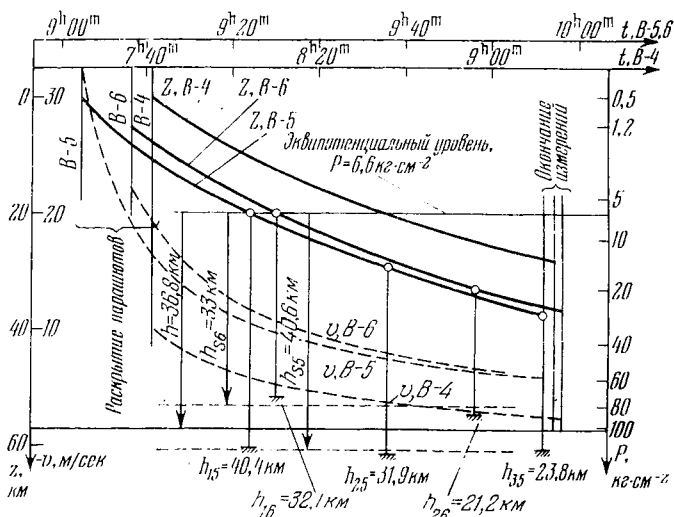


Рис. 39. Скорость спуска и пройденный путь в функции времени для станций «Венера-4, -5 и -6» с привязкой к высоте над поверхностью. Сплошные линии — пройденный путь z в атмосфере, пунктир — скорость спуска v . Отмечены моменты раскрытия парашюта и окончания измерений. Справа по оси ординат — шкала давления, соответствующая высотной привязке данных измерений. Кружки на кривых z , В-5 и z , В-6 отмечают моменты, для которых производилось определение высоты над поверхностью при помощи радиовысотомеров; значения высот соответствуют вертикальным отрезкам прямых. Прямые со стрелками, проведенные от экипотенциального уровня ($P = 6,6 \text{ кг/см}^2$), указывают локальные и средний уровни поверхности по совокупности всех измерений высоты.

абсцисс для удобства построения принят различным в связи с существенно различающимися временами спуска АМС в атмосфере.

Из расчетов следует, что значения скорости при спуске в атмосфере Венеры изменялись монотонно в пределах от 11 до 3 м/сек для «Венеры-4», от 32 до 6 м/сек для «Венеры-5» и от 22 до 6 м/сек для «Венеры-6». «Венера-4» проводила измерения от момента раскрытия основного парашюта до момента прекращения радиосвязи со станцией

на участке спуска длиной 28 км, «Венера-5» — на участке длиной 36,7 км и «Венера-6» — на участке длиной 34,2 км.

Кривые $z(t)$ на рис. 39 с хорошей точностью обеспечивают привязку к высоте данных измерений параметров атмосферы внутри интервала от начала спуска до момента прекращения радиосвязи. Очевидно, чтобы установить, каким уровням в атмосфере отвечает кривая $z(t)$, необходимо по крайней мере одно измерение истинной высоты над поверхностью в процессе спуска аппарата или знание момента посадки на поверхность.

Из сопоставления измеренных «Венерой-4» значений T и P с результатами наземных радиоизмерений и данными «Маринера-5» следовало ожидать, что при наиболее вероятном значении радиолокационного радиуса Венеры атмосфера значительно глубже уровня окончания измерений «Венеры-4» [3, 87, 95, 291]. Эксперименты на станциях «Венера-5 и 6» позволили осуществить более надежную привязку участков спуска. На рис. 39 стрелками показаны расстояния от каждого аппарата до поверхности, определенные по радиовысотомеру в моменты времени, соответствующие прохождению номинальных значений высот (h_{15} , h_{25} , h_{35} — для «Венеры-5», h_{16} , h_{26} — для «Венеры-6»). Они позволяют установить соответствие между параметрами атмосферы и высотой от поверхности. Расстояния, соответствующие интервалам между отметками радиовысотомера, могут быть сопоставлены со значениями пройденного пути, рассчитанными по уравнению гидростатики. Для удобства сравнения основные данные приведены в табл. 10, где обозначено, h_{PB} — высоты, соответствующие отметкам радиовысотомера, Δh_{PB} — разности значений пройденного пути, определенные по отметкам радиовысотомера, Δz — соответствующие моментам измерения высоты отрезки пройденного пути, вычисленные по уравнению (IV.3),

$$\delta = \Delta h_{PB} - \Delta z,$$

$$\delta \% = \frac{\delta}{\Delta h_{PB}} \cdot 100 \%.$$

Как видно, отрезки пути, пройденные каждым аппаратом и определенные как разности высот между последовательными отметками радиовысотомера, удовлетвори-

Таблица 10

Показания радиовысотомеров и сравнение их с результатами расчетов по уравнению гидростатического равновесия

Космический аппарат	Время	P , кг,с.м ²	T , °К	$h_{РВ}$, км	$\Delta h_{РВ}$, км	ΔZ , км		
«Венера-5»	09 ^h 22 ^m 21 ^s	6,6	450	40,4				
	09 37 48	14,8	539	31,9	8,5	9,1		
	09 55 54 *)	27,5	600	23,8	8,1	7,7		
«Венера-6»	09 25 13	6,8	461	32,1				
	09 48 06	19,8	567	21,2	10,9	12,2		
Космический аппарат	δ		σ_a		σ_M		$\sigma_{РВ}$	
	%	км	%	км	%	км	%	км
«Венера-5»	—7,05	—0,6	1,8	0,7	1,5	0,6	2,3	0,9
			1,8	0,6	1,5	0,5	2,3	0,7
	4,95	0,4	1,8	0,4	1,5	0,4	2,3	0,5
«Венера-6»	—12,00	—1,3	2,0	0,6	2,2	0,8	3,0	1,0
			2,0	0,4	5,0	1,0	5,4	1,1

*) С учетом экстраполяции последних показаний радиовысотомера.

тельно согласуются с вычисленными по формуле (IV.7). Небольшие отклонения (менее 1,3 км), показанные на рис. 39 и в табл. 10, лежат в пределах погрешностей измерений высоты и могут быть, кроме того, объяснены рельефом местности при возможном боковом сносе аппаратов ветром.

На рис. 39 нанесены также условные средние поверхности для каждого аппарата, полученные путем арифметического осреднения измеренных высот с весами, обратно пропорциональными ошибкам измерений. Используя условие, что давление в атмосфере одинаково на эквипотенциальном уровне, можно сопоставить положения районов спуска «Венеры-5» и «Венеры-6». В качестве опорного примем эквипотенциальный уровень с давлением $P =$

$\approx 6,6 \text{ кг/см}^2$, которому отвечает первое показание радиовысотомера «Венеры-5» и вблизи которого (при $P = 6,8 \text{ кг/см}^2$) получено первое показание радиовысотомера «Венеры-6». Положение этого уровня над условной средней поверхностью, определяемой по измерениям «Венеры-5», составит $h_{y5} = 40,6 \text{ км}$, а над условной средней поверхностью, определяемой по измерениям «Венеры-6» — $h_{y6} = 33,0 \text{ км}$. При совмещении указанным способом первых показаний радиовысотомеров «Венеры-5» и «Венеры-6» кривые зависимостей пройденного пути от времени $z(t)$ для обоих аппаратов практически совпадают. С учетом последующих значений измеренных высот среднее между h_{y5} и h_{y6} расстояние от эквипотенциального уровня $P = 6,6 \text{ атм}$ составит $\bar{h} = 36,8 \text{ км}$. Графические построения на рис. 39 иллюстрируют сказанное.

В табл. 10 приведены оценки точности измерений высоты на АМС «Венера-5 и 6». Среднеквадратическая ошибка измерений $\sigma_{РВ}$ складывается из независимых аппаратных σ_a и методических σ_m ошибок. При этом под σ_a понимается среднеквадратическая ошибка калибровки радиовысотомера, а под σ_m — методическая среднеквадратическая ошибка определения высоты по максимуму «огнивающей», учитывающая отличие закона обратного рассеяния радиоволн поверхностью планеты от зеркального и дискретный характер передачи «огнивающей» во времени и по амплитуде. Среднеквадратическая ошибка определения разности высот h_{15} и h_{16} на эквипотенциальном уровне оказывается равной $\bar{\sigma}_{РВ} \simeq 1,4 \text{ км}$, а среднеквадратическая ошибка в определении расстояния между условными средними поверхностями по данным АМС «Венера-5 и 6», учитывающая совокупность всех измерений высоты, $\bar{\sigma}_{РВ} \simeq 1,0 \text{ км}$. Ошибки в оценке h_{y5} и h_{y6} , определяемые независимо для каждого аппарата, получаются различными: для района спуска «Венеры-5» $\sigma_{РВ}^{y5} \simeq 1,2 \text{ км}$, а для района спуска «Венеры-6» $\sigma_{РВ}^{y6} \simeq 1,4 \text{ км}$. Если предельные отклонения охарактеризовать величиной 3σ , то получаем

$$h_{y5} = 40,6 \pm 2,7 \text{ км}; \quad h_{y6} = 33,0 \pm 4,2 \text{ км}.$$

Разности δ между $\Delta h_{РВ}$ и Δz , приведенные в табл. 10 и рассматриваемые как случайные ошибки измерений, укладываются в пределы $\pm \sigma_{РВ}$ от измеренных высот.

Результаты проведенного рассмотрения дают основание исходить из представления о средней поверхности для охваченного измерениями обоих аппаратов района планеты, отстоящего на среднем расстоянии $h = 36,8$ км от эквипотенциального уровня с $P = 6,6$ атм. При этом локальные уровни поверхности по измерениям «Венеры-5» и «Венеры-6» оказываются расположенными соответственно на $\Delta\bar{h} = 3,8$ км ниже и выше среднего. С учетом оцененных ранее значений $\sigma_{\text{РВ}}^{1/5}$ и $\sigma_{\text{РВ}}^{1/6}$ можно в качестве предельных отклонений от положения средней поверхности указать величины $\zeta = (\Delta\bar{h} \pm 3,4 \text{ км})$, которые, однако, значительно менее вероятны. Можно предполагать, что различие в положении локальных поверхностей связано с рельефом планеты в районе спуска. Если аппараты «Венера-5 и 6» опустились на расстоянии $d \simeq 300$ км друг от друга (табл. 7), то отмеченному перепаду высот должен соответствовать средний уклон поверхности $\theta \simeq 1^\circ,5$.

На «Венере-7» и на «Венере-8» скорость спуска аппаратов в атмосфере Венеры $v(t)$ определялась непосредственно по отклонению частоты принимаемого на Земле сигнала от опорной частоты f_0 бортового генератора. Зарегистрированному изменению частоты отвечают кривые $v_D(t)$ и $z(t)$, показанные на рис. 40. Из рассмотрения кривой $v_D(t)$ хорошо видно, как происходил спуск «Венеры-7», в частности, моменты разрифовки парашюта в $08^{\text{h}}13^{\text{m}}03^{\text{s}}$ и возрастания скорости спуска в $08^{\text{h}}19^{\text{m}}08^{\text{s}}$, которым отвечает поведение кривой $T(t)$ на рис. 37. Посадка аппарата произошла в $08^{\text{h}}37^{\text{m}}32^{\text{s}}$ при скорости около 16 м/сек. В этот момент было зарегистрировано резкое изменение частоты принимаемого сигнала (отскок частоты), которое соответствовало уменьшению скорости аппарата относительно планеты до нуля.

Расчет скорости спуска производился различными способами, с использованием соотношений (IV.6), (IV.8). Помимо измеренной температуры $T_{\text{изм}}(t)$, дополнительно использовалась модельная зависимость $\rho(h)$, соответствующая допущению об адиабатичности атмосферы во всей области спуска. Вычисленные кривые находятся в хорошем согласии с измеренной кривой $v(t)$ на участках, на которых аэродинамические характеристики мало отличались от расчетных.

Рассчитанная по измеренной скорости $v_D(t)$ величина пройденного пути $z(t)$ показана на рис. 40 сплошной линией. Расстояние, пройденное «Венерой-7» от момента начала измерений до посадки на поверхность, составило

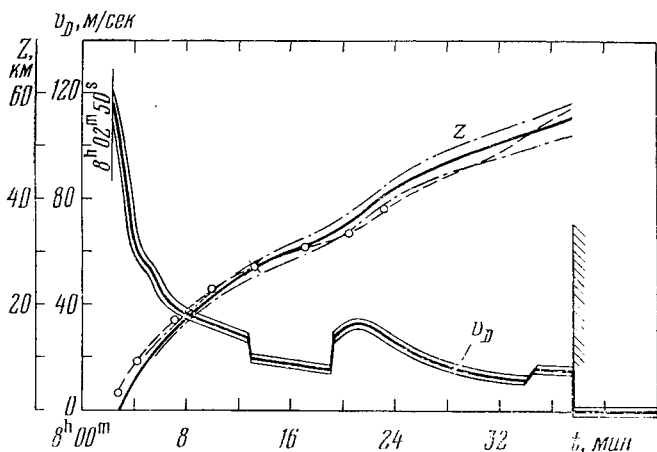


Рис. 40. Скорость спуска v_D и величина пройденного пути z в зависимости от времени для станции «Венера-7». Тонкие линии — и штрих-пунктир — возможные ошибки в определении v_D и z . Кружки — участок измерений АМС «Венера-5 и -6», штриховая линия — расчет z по измеренной температуре на «Венере-7» в предположении адиабатической модели атмосферы. Кружок с «рожками» — опорная точка, относительно которой сопоставляются результаты измерений T и P на АМС «Венера».

$z = 55,1 \pm 3$ км. Указанные отклонения связаны с накоплением ошибки измерений v_D ($\sim 1,5$ м/сек) на интервале интегрирования. Заметим, что расчетную величину $z(t)$ по измеренной температуре $T_{\text{изм}}(t)$, исходя из предположения об адиабатичности атмосферы, можно получить непосредственно, не прибегая к интегрированию $v(t)$, если воспользоваться первым законом термодинамики $TdS = di - dp/\rho$, уравнением гидростатики (IV.3) и условием изоэнтропы $dS = 0$. Тогда в конечных приращениях можем записать:

$$\Delta z = \frac{1}{g_{\varphi}} \Delta i, \quad (\text{IV.11})$$

где i — энтальпия газа.

Результаты расчета при $\bar{\mu} = 43,4$ (пунктир на рис. 40) свидетельствуют в целом об удовлетворительном согласии обеих кривых. Вместе с тем обнаруживается некоторое расхождение на участке спуска от 8^h15^m до 8^h35^m , а общий пройденный путь оказывается в среднем на $1,8$ км больше, $z' = 56,9 \pm 3$ км.

Скорость спуска и пройденный в атмосфере путь для станции «Венера-8» определяются совокупностью независимых данных о текущем значении высоты над поверхностью по измерениям бортового радиовысотомера, измерениями радиальной скорости аппарата беззапросным доплеровским методом и, наконец, данными измерений параметров атмосферы.

Радиальная компонента скорости СА (суммарная систематическая погрешность определения которой находилась в пределах 2 м/сек на всем участке спуска) изменялась от 136 м/сек в начале до $6,4$ м/сек в конце спуска. Скачок скорости в $11^h48^m40^s$ соответствует разрифовке парашюта, а в $12^h32^m12^s$ — посадке на поверхность Венеры. Заслуживает внимания заметное колебательное движение СА после разрифовки с амплитудой колебаний по радиальной скорости около 2 м/сек и периодом $1-2$ сек, которое сравнительно медленно ($5-7$ минут) затухало. В последующем колебания скорости с регулярным характером были невелики. В предположении отсутствия горизонтального сноса СА перед посадкой радиальной скорости $6,4$ м/сек при угле между направлением на Землю и местной вертикалью 37° соответствует посадочная скорость СА $v = 8,35$ м/сек.

На рис. 41 показаны скорость спуска $v(t)$ и высота над поверхностью $h(t)$ по данным измерений радиовысотомера и рассчитанные по уравнениям (IV.6) — (IV.10). В последнем случае интеграл пройденного пути вычисляется от момента посадки аппарата на поверхность. На участке движения аппарата на зарифованном парашюте скорости спуска, вычисленные по уравнениям (IV.6) и (IV.8), различаются приблизительно на 20% , что, вероятнее всего, связано с тем, что использовавшаяся в расчетах константа C_2/M несколько занижена. После $11^h50^m00^s$ кривые $v(t)$ и $h(t)$, найденные различными методами, практически совпадают. Вместе с тем обращает на себя внимание заметное отличие кривой $h(t)$, полученной по измерениям

радиовысотомера, от расчетной на участке спуска выше 25—30 км. Если исключить ошибку в определении высоты на этом участке спуска, существенно превышающую допустимую погрешность (см. табл. 8), то можно предположить, что район планеты, где начался спуск СА «Венеры-8»,

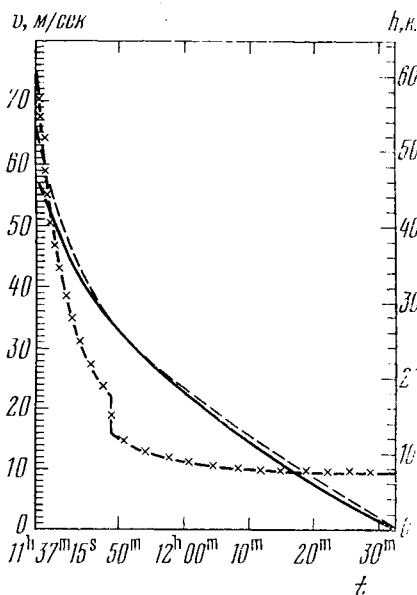


Рис. 41. Изменение скорости спуска «Венеры-8» $v(t)$ и высоты над поверхностью $h(t)$. Сплошная линия — $h(t)$ по данным радиовысотомера, пунктир — $h(t)$ расчетное по уравнению (IV.3); крестики — $v(t)$ по данным радиовысотомера.

имеет возвышение порядка 6 км по отношению к району, где аппарат совершил посадку. Результаты измерений радиальной скорости приводят к выводу о сильном боковом сносе аппарата при спуске до высоты около 15 км. Соответствующие оценки горизонтальной компоненты скорости ветра (см. раздел по динамике атмосферы этого параграфа) позволяют получить величину горизонтального смещения аппарата за первые 25 минут спуска $d \simeq 60$ км. В этом случае необходимо предполагать наличие уклона между районами начала спуска и посадки величиной около 5° .

Высотные профили T , P и ρ . Результаты, изложенные в преды-

дущих разделах, позволяют построить высотные профили температуры, давления и плотности атмосферы Венеры на ночной и дневной сторонах в окрестности утреннего терминатора. При этом измерения «Венеры-7» и «Венеры-8» дают возможность получить распределения температуры и давления в зависимости от высоты, отсчитываемой непосредственно от поверхности, в области посадки аппаратов.

Кривые $T(h)$ и $P(h)$ по совокупности всех измерений на станциях «Венера-4 — 8» показаны на рис. 42 и 43.

Сопоставление с данными измерений АМС «Венера-4, 5, 6» можно произвести относительно опорной точки, в качестве которой удобно выбрать точку с температурой $T = 500^\circ\text{K}$. В этой области атмосферы проведено наибольшее количество измерений с минималь-

ными относительными ошибками. Распределения $T(h)$ и $P(h)$ по данным АМС «Венера-4—6» по обе стороны от опорной точки определяются, как мы видели, уравнением гидростатики. Очевидно, что аналогичным образом определится высотный профиль давления на ночной стороне планеты для измеренной «Венерой-7» кривой $T(h)$, если известно хотя бы одно значение давления при соответствующей температуре в перекрывающейся области измерений АМС «Венера-4—7». Для выбранной опорной точки значение P по предыдущим измерениям составляет $10,3 \text{ кг/см}^2$.

Профиль $P(h)$ от высоты 55 км до поверхности, рассчитанный с учетом реальных свойств газа при высоких давлениях, показан на рис. 43 пунктиром. Давление атмосферы у поверхности при этом равно $P_s = 83,6 \text{ кг/см}^2$. В случае использования для высотной привязки кривой $T(t)$ уравнения (IV.11) температурный профиль ниже опорной точки отвечает, как мы видели, адиабатической модели атмосферы, ограниченной температурой у поверхности $T_s = 747^\circ\text{K}$. Распределение температуры по высоте в этой модели соответствует величине пути z , показанного на рис. 40 пунктиром, который на 1,8 км больше величины z , полученной интегрирова-

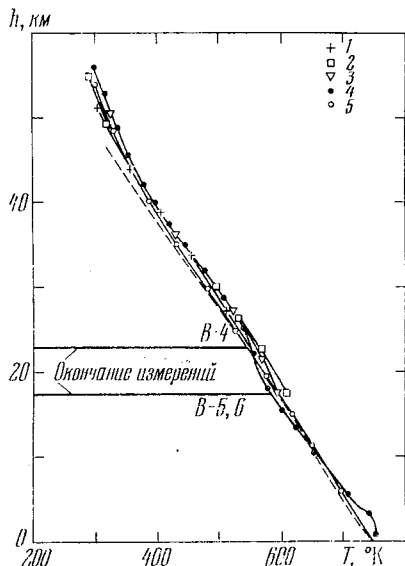


Рис. 42. Кривые изменения температуры атмосферы в зависимости от высоты по измерениям АМС «Венера»; 1 — «Венера-4»; 2 — «Венера-5»; 3 — «Венера-6»; 4 — «Венера-7»; 5 — «Венера-8»; прерывистая линия — «Венера-8», $T(h_{\text{пр}})$.

нием v_D за время спуска аппарата. Заметим, что эта разность высот укладывается в накапливаемую ошибку z за время интегрирования при спуске «Венеры-7» от уровня с $T \simeq 500^\circ\text{K}$ до поверхности планеты (см. рис. 40). Распределения давления вверх и вниз от опорной точки, по существу, совпадают в обоих случаях, однако при $T(h) = T_{\text{ад}}(h)$ вследствие большей эффективной глубины атмосферы значение давления у поверхности (сплошная линия на рис. 43) оказывается $P_S = 92,3 \pm 15 \text{ кг/см}^2$.

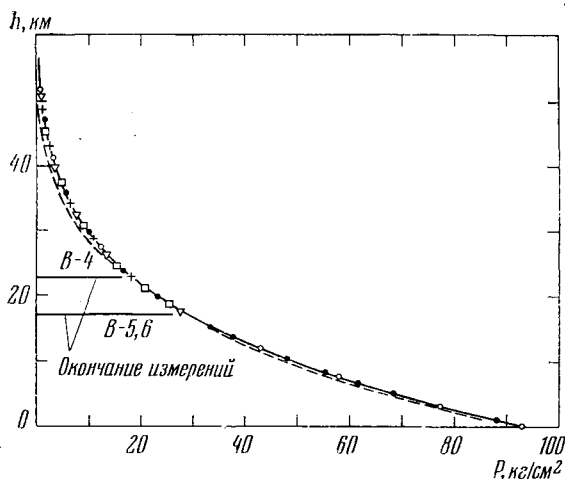


Рис. 43. Кривые изменения давления атмосферы в зависимости от высоты, полученные на АМС «Венера». Обозначения те же, что и на рис. 42.

Указанные отклонения учитывают возможные предельные ошибки измерений. Реальность этой величины практически для той же температуры у поверхности подтверждается более точными данными измерений «Венеры-8». В месте посадки аппарата температура и давление атмосферы оказались равными $T_S = 743 \pm 8^\circ\text{K}$ и $P_S = 93 \pm \pm 1,5 \text{ кг/см}^2$.

В целом зависимости температуры и давления от высоты по измерениям всех станций «Венера», совмещенные относительно опорной точки с давлением $P = 10,3 \text{ кг/см}^2$, находятся в хорошем согласии. При рассмотрении результатов «Венеры-8» обращает на себя внимание факт заметного отличия профилей $T(h)$ и $P(h)$ выше 25 км,

построенных по данным измерений высоты при помощи радиовысотомера, от профилей, соответствующих высотной привязке согласно условию гидростатического равновесия. Если сделанное ранее предположение о рельефе поверхности для объяснения этой особенности является справедливым, то штрих-пунктирная кривая на рис. 43 совпадает со сплошной. Эти кривые дают физически реальное распределение атмосферных параметров по высоте. Соответствующий им высотный профиль плотности атмосферы $\rho(h)$ и градиент изменения плотности по высоте

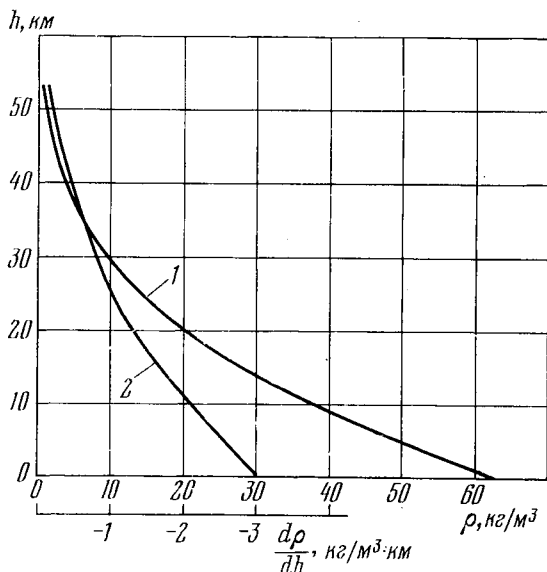


Рис. 44. Плотность атмосферы в зависимости от высоты $\rho(h)$ (1) и градиент изменения плотности $\frac{d\rho}{dh}(h)$ (2) рассчитанные по $T(h)$ и $P(h)$, измеренным на «Венере-8» (при $\bar{\mu} = 43,4$).

$\frac{d\rho}{dh}(h)$, рассчитанные по измеренным T и P при $\bar{\mu} = 43,4$, показаны на рис. 44. Плотность атмосферы Венеры у поверхности составляет $\rho_s = 63,5 \pm 1,5 \text{ кг/м}^3$.

Состояние газа в атмосфере. На рис. 45 в логарифмических координатах приведены графики зависимости давления от температуры по данным измерений аппаратов «Венера». Анализ этих зависимостей приводит к выводу,

что изменение состояния газа в атмосфере Венеры в целом соответствует политропическому закону со средним показателем политропы $\xi = 1,20 \div 1,25$, близким к среднему показателю адиабаты ($\kappa = 1,23$) при измеренных параметрах среды. Рассчитанная по данным измерений кривая ξ ,

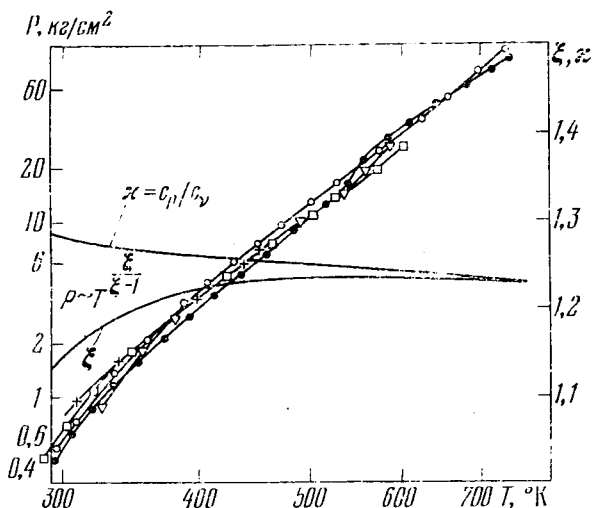


Рис. 45. Зависимость $P - T$ по данным измерений АМС «Венера». Показана соответствующая им расчетная кривая показателя политропы ξ и теоретическая кривая показателя адиабаты κ при соответствующих P и T . Обозначения те же, что и на рис. 42.

в сопоставлении с характером изменения показателя адиабаты в координатах $P - T$, также показана на рис. 45.

Адиабатический градиент температуры по высоте для реального газа определяется из соотношения $\frac{di}{dh} = -g$, где $i = i(P, T)$ — энтальпия газа, и равен

$$\gamma_a = \left(\frac{dT}{dh} \right)_{ад} = - \frac{g}{C_p} \left[1 - \rho \left(\frac{\partial i}{\partial P} \right)_T \right]. \quad (IV.12)$$

Рассчитываемый с учетом неидеальности газа [36], он изменяется в атмосфере CO_2 при соответствующих P и T от ~ 10 град $\cdot$ км $^{-1}$ в начале измерений до ~ 8 град $\cdot$ км $^{-1}$ у поверхности Венеры; учет возможного содержания N_2 в пределах нескольких процентов не оказывает заметного влияния на эти значения.

Непосредственно по измеренной кривой $T(h)$ (рис. 42) градиент температуры в атмосфере Венеры $\gamma_{\text{и}} = \left(\frac{dT}{dh}\right)_{\text{изм}}$ может быть определен с довольно ограниченной точностью, поэтому сопоставления $\gamma_{\text{и}}$ с $\gamma_{\text{а}}$, естественно, носят качественный характер. Расчеты показывают, что значение $\gamma_{\text{и}}$ изменяется от $10,8 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ в начале измерений, при температурах $T=300\text{—}350 \text{ }^\circ\text{К}$, до $8,6 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ вблизи уровней в интервале температур $540\text{—}600 \text{ }^\circ\text{К}$ (где соответственно окончили измерения «Венера-4» и «Венера-5, 6», $20\text{—}30 \text{ км}$ над поверхностью) и до $8,0 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ у поверхности по данным «Венеры-8».

Результаты измерений «Венеры-7» и «Венеры-8» принесли убедительные свидетельства отсутствия сравнительно протяженного изотермического слоя у поверхности планеты, предполагавшегося из анализа радиоизмерений [136]. Они позволили также исключить предположения о том, что из-за роста непрозрачности вследствие поглощения солнечной энергии аэрозолем градиент температуры в реальной атмосфере с приближением к поверхности может заметно уменьшаться. Полученные зависимости температуры от высоты, в полном согласии с предыдущими оценками Авдуевского и др. [1, 3, 4, 100, 187], позволяют считать, что состояние газа в тропосфере планеты практически не отличается от адиабатического, что непосредственно следует из сопоставления кривых $T_{\text{изм}}(h)$ и $T_{\text{ад}}(h)$ на рис. 42. Дополнительным и более строгим подтверждением этого вывода являются результаты анализа газового состояния в энтропийных диаграммах. По существу, такой анализ, проводившийся при обработке данных измерений каждой станции, дает возможность с наибольшей убедительностью показать справедливость вывода об адиабатичности нижней атмосферы Венеры.

На диаграмме «энтропия — давление» для 97% CO_2 и 3% N_2 (рис. 46) показаны кривые изменения состояния газа на участках измерения P и T для аппаратов «Венера-4—8». Тонкие наклонные линии представляют собой изотермы. Термодинамические параметры углекислого газа здесь, как и раньше, взяты согласно [36]. Заметим, что использование метода энтропийной диаграммы при анализе термодинамического состояния газа в атмосфере Венеры по данным измерений «Венеры-4» [1, 3, 186] позво-

лило оценить величину давления на момент прекращения связи с аппаратом путем экстраполяции кривой $P(h)$ на последнее измеренное значение температуры в предположениях $\left(\frac{dP}{dh}\right)_{P=7,2} = \text{const}$ и изоэнтропы $S = \text{const}$. Полученное на уровне $T = 535 \pm 17^\circ\text{K}$ значение $P = 17,6 \pm 2,8 \text{ кг/см}^2$ было подтверждено последующими измерениями.

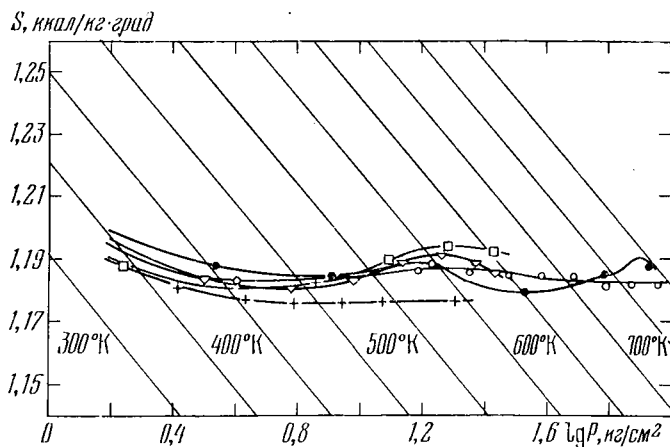


Рис. 46. Кривые изменения состояния газа по измерениям на АМС «Венера» в энтропийной диаграмме для условного состава атмосферы (97% CO_2 ; 3% N_2). Обозначения те же, что и на рис. 42.

Изменение параметров состояния газа в атмосфере должно удовлетворять условию устойчивости, которое можно записать в виде [90]

$$\frac{dS}{dh} = \frac{dS}{dT} \gamma \geq 0, \quad (\text{IV.13})$$

где S — энтропия газа. Поскольку для измеренного профиля температуры среднее значение температурного градиента $\gamma < 0$, условие устойчивости приобретает такой вид: $\frac{dS}{dT} \leq 0$. Это условие соблюдается, если кривые изменения состояния на энтропийной диаграмме имеют отрицательный наклон или параллельны оси абсцисс.

Данные измерений на станциях «Венера» в целом не противоречат условию (IV.13). Особенно характерна в

этом отношении кривая состояния, построенная по данным измерений «Венеры-8». Если принять во внимание большой масштаб по оси энтропии, можно утверждать, что в пределах погрешностей измерений состояние газа в тропосфере Венеры соответствует изоэнтропе.

Динамика атмосферы. Анализ результатов измерений радиальной скорости при спуске аппаратов на участках парашютирования вместе с данными измерений параметров атмосферы дает возможность получить оценки горизонтальных и вертикальных движений в атмосфере Венеры.

Естественно допустить, что при спуске аппарата в атмосфере в результате практически полного увлечения парашюта ветром в измеряемую доплеровским методом радиальную скорость СА в качестве слагаемого непосредственно входит радиальная компонента скорости ветра. Для ее выделения из измеренных значений полной скорости необходимо вычесть все составляющие, связанные с взаимным движением Венеры и Земли *) и их собственным вращением, а также компоненту скорости квазиравномерного спуска аппарата на парашюте в спокойной атмосфере. Конечно, инерционность системы и сложный аэродинамический характер спуска в реальной турбулентной атмосфере могут приводить к определенному отличию скорости парашюта от вариаций скорости ветра. Читателя, подробнее интересующегося этим вопросом, мы отсылаем к работе Кержановича и др. [66], в которой получены оценки величины этих отличий на основе математического моделирования движения СА на парашюте в неспокойной атмосфере Венеры.

Геометрия спуска СА показана на рис. 47. Здесь $v, u, v_R, u_R, v_v, u_v, v_h, u_h$ соответственно скорость СА относительно поверхности Венеры, скорость ветра, их радиальная, вертикальная и горизонтальная компоненты. В радиальную компоненту входят одновременно вертикальная и горизонтальная компоненты скорости ветра с коэффициентами $\cos \zeta$ и $\sin \zeta$ соответственно, где ζ — местный зенитный угол Земли в районе спуска СА:

$$u_R = -u_v \cos \zeta + u_h \sin \zeta \cos (\beta_u - A). \quad (\text{IV.14})$$

*) Период собственного вращения Венеры предполагается при этом равным резонансному.

Неоднозначность разделения вклада горизонтальной и вертикальной компонент атмосферных движений можно разрешить несколькими способами *), основанными на вычислении осредненной вертикальной скорости спуска СА только по измерениям температуры и давления атмосферы. Основываясь на этих измерениях (кривые $T(t)$ и $P(t)$), можно прежде всего качественно оценить предельно возможные интенсивности восходящих или нисходящих токов на участках спуска СА.

Воспользовавшись уравнениями гидростатики (IV.3), квазиравномерного спуска аппарата в атмосфере (IV.5) и термическим уравнением состояния для идеального газа (IV.4) (которое справедливо с точностью до 2—3% для CO_2 в диапазоне измеренных значений температуры и давления атмосферы), а также пренебрегая сомножителем $\left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\text{CA}}}\right)$ в уравнении (IV.5), учитывающим при больших плотностях влияние выталкивающей силы, получаем линейное дифференциальное уравнение вида

$$d(P^{1/2}) = A \frac{dt}{T^{1/2}} + \frac{\eta}{2H} P^{1/2} dt, \quad (\text{IV.15})$$

где, как и прежде, $A = \left(\frac{M g_{\text{Q}}^3 \bar{\mu}}{2 C_{\text{x}} F R}\right)^{1/2}$ — постоянная, определяемая аэродинамическими и конструктивными параметрами спускаемого аппарата и зависящая также от $\bar{\mu}$, $H = \frac{RT}{\bar{\mu} g_{\text{Q}}}$ — высота однородной атмосферы и $\eta = v - v'$.

Очевидно, в частном случае, если $\eta = 0$, уравнение (IV.15) приводится к соотношению

$$d(P^{1/2}) = A \frac{dt}{T^{1/2}}, \quad (\text{IV.16})$$

или, с учетом (IV.4), к аналогичному соотношению

$$dP = B \rho^{1/2} dt, \quad (\text{IV.17})$$

где $B = \left(g_{\text{Q}}^3 \frac{2M}{C_{\text{x}} F}\right)^{1/2}$.

*) Такое разделение нельзя, конечно, провести для турбулентных пульсаций скорости ветра. Здесь при необходимости приходится пользоваться гипотезами о структуре турбулентности (например, изотропии).

Заметим, что комбинирование уравнений (IV.3) и (IV.5) дает удобный способ проверки наличия внутренней согласованности в измерениях атмосферных параметров через аэродинамику парашютного спуска. Этот метод широко использовался при обработке результатов измерений станций «Венера-4—6» Авдуевским и др. [1, 3, 4, 186, 189] и независимо рассмотрен для нескольких частных случаев обобщенного уравнения (IV.15) Обуховым и Голицыным [124] и Голицыным и Кержановичем [46]. Отметим также, что уравнение (IV.15) и соотношения (IV.16) — (IV.17) дают возможность в случае измерений только одного параметра (давления, температуры или плотности) рассчитать значения двух остальных, если использовать конструктивные и аэродинамические характеристики аппарата и парашюта. В частности, из (IV.15) непосредственно следует

$$\frac{dP}{dt} = 2A \left(\frac{P}{T} \right)^{1/2} + CP, \quad (\text{IV.18})$$

где $C = \frac{\eta}{H}$; откуда, в случае, например, измерений только давления, полагая $\eta = 0$, можно определить температуру *):

$$T = 4A^2 P \left(\frac{dP}{dt} \right)^2. \quad (\text{IV.18}')$$

На рис. 48 в координатах $P^{1/2}$ и $\int \frac{dt}{T^{1/2}}$ нанесены кривые, соответствующие измеренным АМС «Венера-4—8» значениям давления и температуры (температуры и v_D в случае «Венеры-7»), с которыми могут быть сопоставлены решения уравнения (IV.15) при разных η . Отсутствию вертикальных токов в атмосфере и квазиравномерному спуску аппарата отвечают условия $\eta = 0$ и $A = \text{const}$, т. е. прямая линия. Для «Венеры-4» эти условия наилучшим образом выполняются для группы точек, лежащих в области давлений ($3 \div 7 \text{ кг/см}^2$). С учетом полей допусков на измерения P и T предельные значения $|\eta|$ на этом участке оцениваются величинами не более $0,2 \div 0,4 \text{ м/сек}$ и могут возрасти до $0,5\text{—}1,0 \text{ м/сек}$ в начале и конце

*) Такая оценка, конечно, имеет смысл только при условии высокоточных измерений $P(t)$.

измерений. Фактор пропорциональности $A \sim \operatorname{tg} \varphi$ в (IV.16) определяется как $C_x/M \sim A^{-2}$. Он согласуется с удовлетворительной точностью с вычисленным значением A при $C_x/M = 2,25 \cdot 10^{-3} \text{ кг}^{-1}$, что соответствует конструктивным параметрам аппарата и парашюта. Для «Венеры-5, 6» осредненные по совокупности измерений различными приборами экспериментальные точки еще

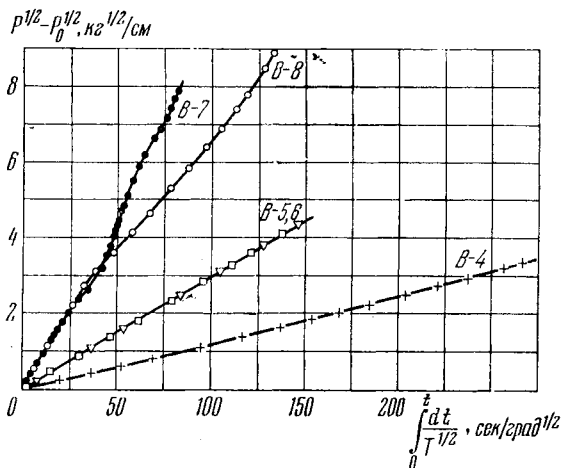


Рис. 48. Результаты измерений температуры и давления на АМС «Венера» в координатах $P^{1/2} - \int_0^z \frac{dt}{T^{1/2}}$. Обозначения те же, что и на рис. 42. Сравнение с расчетом по уравнению (IV.15) для оценки η .

более удовлетворительно укладываются на прямые линии. Тангенс угла их наклона (см. рис. 48) хорошо согласуется со значением A , соответствующим отношению $C_x/M = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ кг}^{-1}$. Значения η ограничены на основной части измерительного диапазона величиной $\eta < 0,1 \div 0,2 \text{ м/сек}$, а на начальном участке спуска они оказываются заметно больше ($\eta \leq 1 \text{ м/сек}$). Здесь, однако, могут существенно сказываться относительные погрешности измерений (наиболее сильно проявляющиеся в оценках производных), поэтому получаемые значения вертикальных токов следует рассматривать в качестве мажорирующих оценок.

Еще в большей степени это относится к рассмотрению в тех же координатах результатов измерений «Венеры-7».

Кривая свидетельствует о сложном в динамическом отношении характере спуска, с несколькими фазами, которым соответствует заметное изменение коэффициента A . Это изменение можно, в принципе, отнести как за счет вертикальных движений, так и за счет изменения аэродинамических характеристик. С изменением аэродинамических характеристик связаны, в частности, изменения наклонов кривых на рис. 48, отвечающие программной разрифровке парашюта при спуске аппаратов «Венеры-7» и «Венеры-8». В тех областях, где получаемые по экспериментальным точкам значения A соответствуют расчетным *) ($C_x/M = (1,08 \div 2,23) \cdot 10^{-3} \text{ кг}^{-1}$ для «Венеры-7» и $(1,44 \div 2,23) \cdot 10^{-3} \text{ кг}^{-1}$ для «Венеры-8»), величины вертикальных токов оцениваются значениями $\eta \lesssim 1,5 \text{ м/сек}$.

Перейдем теперь к более полным количественным оценкам скоростей атмосферных движений, полученным Кержановичем и др. [66, 67, 377, 378].

После вычитания вертикальной компоненты скорости спуска, рассчитанной согласно (IV.6) или (IV.8), отличие доплеровской частоты и радиальной скорости от нуля может быть связано только с воздействием ветра или оговоренными ранее систематическими погрешностями измерений.

На рис. 49 показаны полученные в экспериментах на АМС «Венера-4—6» доплеровские разности без компенсации температурного ухода задающих генераторов. Нулевому значению частоты отвечает нулевая скорость ветра. Время осреднения составляет 6 сек для «Венеры-4» (рис. 49, а) и 10 сек для «Венеры-5» и «Венеры-6» (рис. 49, б, в).

*) Хотя участок спуска «Венеры-7» вблизи поверхности (после $8^{\text{h}}34^{\text{m}}$) также имеет сложный в динамическом отношении характер, он может быть использован в анализе динамики атмосферы, так как скорость спуска на этом участке относительно нулевой в момент посадки можно рассчитать с приемлемой точностью. Дело в том, что хотя изменение коэффициента аэродинамического сопротивления C_x здесь не известно, наиболее вероятно, что оно было незначительным. На это указывает, во-первых, монотонное изменение осредненной скорости SA на этом участке, а во-вторых, незначительное относительное увеличение числа Рейнольдса (менее 15%) при его большой абсолютной величине ($Re \simeq 2,7 \cdot 10^7$). При столь больших числах Рейнольдса движение становится автомодельным, и величина C_x перестает зависеть от скорости, что подтверждается экспериментальными данными.

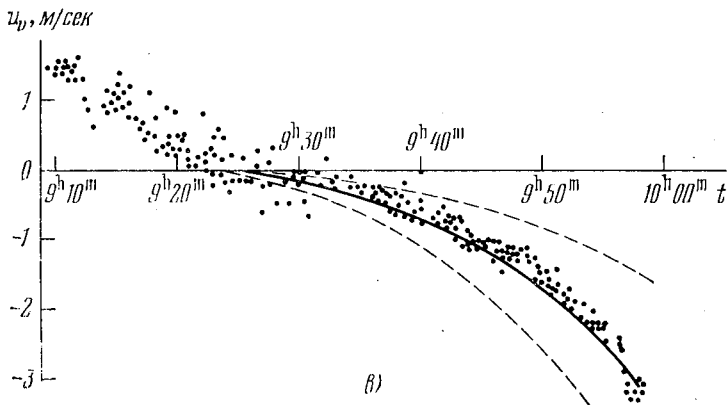
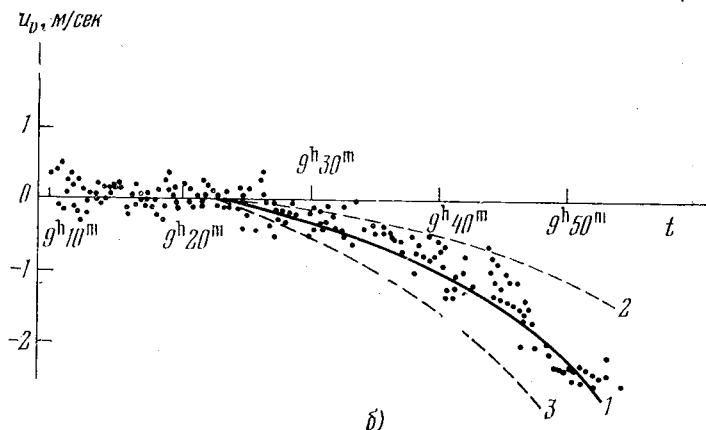
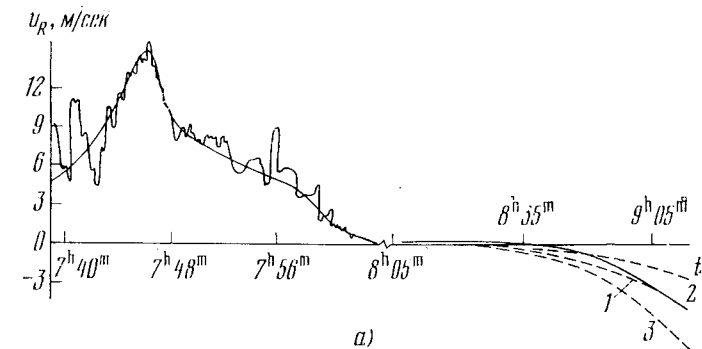


Рис. 49. Изменение радиальной компоненты скорости СА u_R в зависимости от времени для АМС «Венера-4, -5, -6» (а, б, в). Для «Венеры-5, -6» указана вертикальная компонента скорости u_v , поскольку $u_R \approx u_v$. Пунктир — расчетный температурный уход задающего генератора, соответствующий наиболее вероятному (1) и предельным (2 и 3) значениям [377].

Хорошо видно, что изменение частоты сигнала, принимавшегося в течение первых 20—23 минут с «Венеры-4», в отличие от «Венеры-5, 6», носило резко выраженный немонотонный характер. Мало вероятно, чтобы такое изменение было связано с собственными вариациями частоты задающих генераторов или какими-либо факторами, мо-

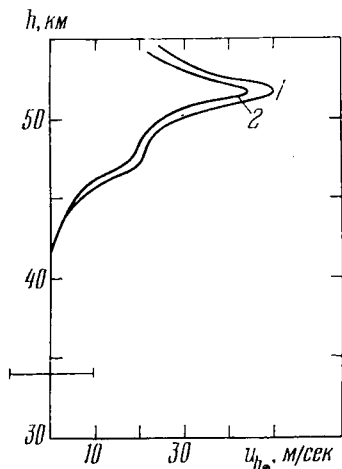


Рис. 50. Высотный профиль скорости горизонтального ветра u_h , соответствующий измеренной радиальной скорости на рис. 49, а [377]. Горизонтальная черта на оси ординат — возможная систематическая ошибка измерений. Пояснения кривых 1 и 2 даны в тексте.

гущими повлиять на условия распространения радиоволн. Можно поэтому считать, что наиболее реальной причиной, приводившей к вариациям частоты на этом участке, было изменение скорости СА под действием ветра.

На рис. 50 (кривая 1) показан высотный профиль скорости ветра, полученный графическим осреднением данных измерений на рис. 49, а в предположении, что все изменение частоты связано с горизонтальной скоростью ветра. Кривая 2 показывает профиль горизонтальной скорости ветра, который получается, если из радиальной составляющей скорости СА вычесть предельно возможную осредненную скорость вертикального потока. Как видим, скорость ветра могла

достичь максимума порядка 40—50 м/сек на высоте около 50 км. С уменьшением высоты она уменьшается и ниже 40 км в пределах показанной на рис. 50 систематической погрешности сохраняется приблизительно постоянной.

Из расположения района спуска «Венеры-4» относительно субтерральной точки (см. рис. 23) следует, что измерявшаяся скорость содержит значительную меридиональную компоненту, положительным значениям которой соответствует направление ветра от полюса к экватору. Если, тем не менее, принять во внимание широтную со-

ставляющую и отнести измеренный профиль $u_h(h)$ за счет зонального ветра, его скорость в максимуме должна бы достигать не менее 30 м/сек в направлении от антисолнечной точки к утреннему терминатору, что совпадает с направлением собственного вращения планеты.

Оценки скорости ветра по данным измерений радиальной скорости в эксперименте на «Венере-7» сделаны только для участков, где спуск СА имел характер, близкий к расчетному.

Профили скорости ветра, полученные как разность между измеренными v_R и расчетными v_v значениями скорости, показаны на рис. 51. Снизу на оси абсцисс указан масштаб, соответствующий горизонтальной компоненте скорости ветра, а сверху — вертикальной. Положительным значениям скорости отвечает ветер, направленный от антисолнечной точки в сторону утреннего терминатора, или нисходящий вертикальный поток. Профили построены при пространственном осреднении измерений ~ 1 км, максимальная постоянная систематическая погрешность составляет около 5 м/сек (по u_h).

Если относить полученную разность целиком к горизонтальной компоненте скорости ветра u_h , то из рассмотрения рис. 51 следует, что скорость ветра достигает 10—14 м/сек на высоте 45 км, в направлении к утреннему терминатору. Дальнейшее поведение профиля $u_h(h)$ можно интерпретировать как указание на то, что на высоте около 42 км скорость ветра изменяет направление и вблизи 40 км составляет 5—7 м/сек, либо как уменьшение скорости без изменения направления. Это связано с тем, что присутствующая систематическая погрешность может сдвигать

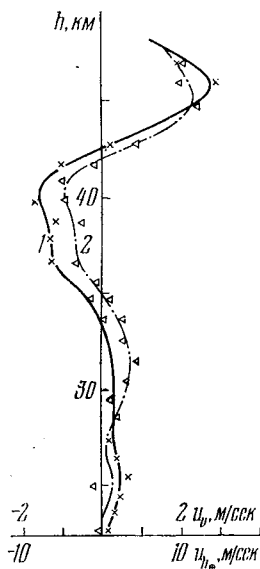


Рис. 51. Высотные профили горизонтальной (u_h) или вертикальной (u_v) компонент скорости ветра согласно измерениям радиальной скорости на «Венере 7». Кривые 1 и 2 соответствуют двум вариантам расчета v_v по уравнениям (IV.6) и (IV.8) [377].

нута как целое кривые на рис. 51, что отмечалось в работе [377]. В этом случае скорость ветра должна быть выше. Последующие измерения на «Венере-8» делают такое предположение более оправданным. Они подтверждают

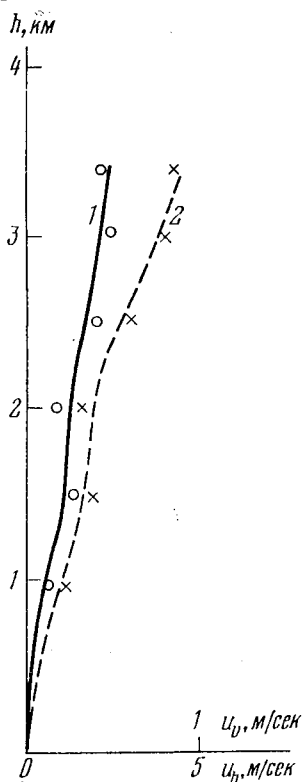


Рис. 52. Профиль скорости ветра в приповерхностном слое атмосферы по данным «Венеры-7». Кривая 1 — оценка предельной величины u_h (или u_v) для наиболее вероятного, а кривая 2 — для максимального ухода частоты задающего генератора.

также реальность указаний на возрастание скорости ветра до $\sim 100 \text{ м/сек}$ на высотах 52—54 км, которые следовали из измерений радиальной скорости СА «Венеры-7» на начальном участке спуска (между $8^{\text{h}}02^{\text{m}}50^{\text{s}}$ и $8^{\text{h}}04^{\text{m}}20^{\text{s}}$ московского времени). Если же считать, что во время спуска имели место только вертикальные движения, то соответствующие скорости не превышали 1,2—3 м/сек для нисходящего и 1—1,4 м/сек для восходящего потока, а ниже 38 км оставались менее 0,5—0,7 м/сек.

Сопоставление измеренных u_h и расчетных u_v значений скорости на заключительном этапе спуска «Венеры-7» приводит к профилям скорости ветра на высотах 0—3,5 км, показанным на рис. 52. Для исключения возможного влияния кратковременных вариаций скорости СА приведенные кривые, представляющие собой мажорантные оценки, получены по измерениям, осредненным на интервале 30 сек, т. е. около 500 м, хотя время увлечения СА ветром на этом участке не должно превышать 4—5 сек.

В предположении, что у поверхности $u_h = u_v = 0$, можно допустить, что скорость ветра плавно нарастает до 2,5 м/сек (максимум 5 м/сек) на высоте 3,4 км. Соответствующие возможные значения скорости восходящего по-

тока на этой высоте не превысили бы $0,5 \text{ м/сек}$ (максимум 1 м/сек). Приведенные оценки не выходят, однако, сколько-нибудь заметно за пределы предполагаемого поля ошибок измерений.

Наиболее полные и точные измерения скорости ветра осуществлены в эксперименте на станции «Венера-8». Высотный профиль скорости ветра, представляющий собой разность измеренной радиальной скорости v_R и рассчитанной вертикальной скорости спуска v_V , показан на рис. 53. Горизонтальные линии отмечают погрешности измерений v_R (постоянная систематическая $< 0,2 \text{ м/сек}$, медленно меняющаяся от 0 м/сек у поверхности до $0,7 \text{ м/сек}$ на $h \approx 50 \text{ км}$ и флуктуационная $< 0,1 \text{ м/сек}$) и неточности расчетов v_V , согласно уравнениям (IV.6) и (IV.8) (от $0,5 \text{ м/сек}$ у поверхности до $7\text{--}8 \text{ м/сек}$ на $h \approx 50 \text{ км}$). Привязка к высоте аналогична высотным профилям $T(h)$ и $P(h)$ на рис. 42 и 43.

Вследствие большого расстояния между районом посадки и субтерральной точкой условия для определения горизонтальной компоненты скорости ветра по данным «Венеры-8» особенно благоприятны. Так как по измерениям v_R определялась компонента скорости в направлении от субтерральной точки к СА (азимут этого направления, отсчитываемый от направления на северный полюс мира, $\theta \approx -115^\circ$), то положительным значениям u_h должна соответствовать близкая к зональной компонента ветра, направленная от утреннего терминатора на дневную сторону (т. е. в сторону собственного вращения пла-

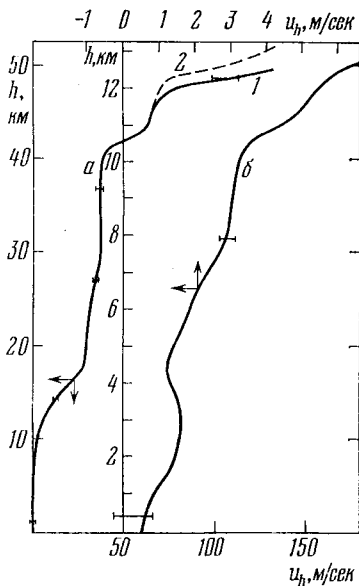


Рис. 53. Высотный профиль горизонтальной скорости ветра по данным измерений АМС «Венера-8»: а — на высотах $0\text{--}52 \text{ км}$; б — на высотах $0\text{--}12 \text{ км}$. Горизонтальные отрезки — максимально возможные ошибки измерений [67].

неты), и небольшая меридиональная компонента, направленная от экватора к южному полюсу *).

Профиль скорости ветра имеет ряд характерных особенностей. Во-первых, отчетливо видно возрастание с высотой от $0,5 + 0,25 - 0,75$ м/сек вблизи поверхности до 100—140 м/сек на высотах около 50 км. Общее направление движения на всех высотах остается постоянным. Во-вторых, имеется область от 18 до 40 км, где скорость ветра почти не изменялась и составляла 30—38 м/сек. Заметим, что такое поведение u_h может быть связано с поворотом скорости ветра в меридиональном направлении. В-третьих, в нижней тропосфере на высотах 0—10 км, где сосредоточено около половины массы атмосферы, скорость ветра менее 3 м/сек (средняя скорость ~ 1 м/сек). Высоты от 11 до 18 км и от 42 до 50 км являются областями резкого изменения скорости ветра с градиентами до 4—6 м/сек/км. При этом нижняя область больших градиентов скорости ветра лежит существенно ниже границы $h \simeq 32$ км, выше которой заметный вклад в ослабление солнечной радиации вносит аэрозольная составляющая, ассоциируемая с протяженным облачным слоем (см. § V.4).

Оценки для приповерхностной области, как и в случае «Венеры-7», не выходят, вообще говоря, за пределы возможного поля ошибок, но само это поле существенно сужено. Напомним, что расчетные значения u_h для «Венеры-7» были получены в предположении, что скорость ветра вблизи поверхности равна нулю. Если отказаться от этого предположения, то кривые на рис. 52 показывают разность между скоростью ветра на данной высоте и скоростью ветра в приповерхностной области. К сожалению, мажорантная оценка u_h согласно данным «Венеры-8» также не дает величины скорости в пограничном слое **).

*) Измерявшейся компоненте могут, в принципе, соответствовать различные величины и направления скорости ветра, так что их проекция на направление «субтерральная точка — СА» равняется измеренной компоненте. В частности, ничего нельзя сказать о возможной ортогональной составляющей. С учетом этого замечания здесь говорится об измеренной компоненте просто как о скорости ветра, понимая при этом, что фактическая скорость ветра может быть и больше.

**) Можно показать, что по измеренной скорости ветра в пограничном слое можно построить распределение температуры вблизи

Кратко коснемся теперь результатов анализа пульсаций скорости ветра [377].

Пульсации скорости можно получить путем вычитания из скорости ветра ее осредненных значений. При этом, естественно, допускается определенный произвол, связанный с условностью разделения скорости ветра на среднюю и пульсационную компоненты и с неточностью самого осреднения. Поэтому в экспериментальные значения пульсаций скорости вводились небольшие коррекции, учитывающие инерционность СА [66].

Влияние инерционности системы сказывается при движении в среде с меньшей плотностью, т. е. на больших высотах. Один из существенных параметров, характеризующих поведение парашюта при воздействии турбулентности — время увлечения системы «парашют — СА» τ_d . Величину τ_d можно определить как время, по истечении которого изменение скорости СА будет отличаться от изменения скорости ветра не более чем на 10%. Для пульсаций скорости, характерный временной масштаб которых превышает время увлечения, пространственный масштаб больше величины $l_{\min} = \tau_d \cdot v_s$, и система «парашют — СА» практически без искажений передает пульсации скорости ветра. При пульсациях меньших масштабов по поведению системы «парашют — СА» можно сделать лишь качественные оценки турбулентности. Время увлечения уменьшалось по мере снижения от 5 до 2, от 8 до 4, от 12—15 до 4—5 и от 8 до 1 сек для станций «Венера-4», «Венера-5, 6», «Венера-7» и «Венера-8» соответственно. Такое различие в величинах τ_d связано с разницей в скоростях спуска: у «Венеры-4» после раскрытия парашюта она была около 10 м/сек, а у «Венеры-7» — около 60 м/сек. Соответственно минимально разрешимый масштаб турбулентности составляет: 50—10 м для «Венеры-4», 200—10 м для «Венеры-5, 6», от 900—1000 м до 80—100 м для «Венеры-7» и 500—10 м для «Венеры-8».

Среднеквадратическая величина пульсаций скорости ветра u_h' при спуске «Венеры-4» до 8^h02^m (около 42 км)

поверхности. Однако отличие скорости на этом участке для адиабатической и изотермической атмосферы не превышает 0,1 м/сек и, следовательно, требуемая точность существенно выше практически достигаемой в этих измерениях.

составляет $0,75 \text{ м/сек}$ (см. рис. 49, а), что при средней скорости ветра на этом участке около 20 м/сек соответствует относительной интенсивности турбулентности $\psi = \sigma u'_h / u_h \sim 0,04$.

На рис. 54 показана временная корреляционная функция пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра, полученная при осреднении с периодом 20 минут. Корреляционная функция быстро спадает при $\tau \sim 25 \text{ сек}$, что при средней скорости спуска на этом участке $\sim 8 \text{ м/сек}$ соответствует масштабу турбулентности около $100\text{--}200 \text{ м}$ (если считать турбулентность однородной).

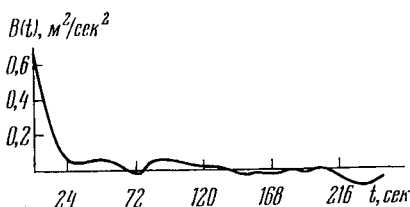


Рис. 54. Временная корреляционная функция пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра [377].

Из рассмотрения рис. 49, б и в следует, что пульсации вертикальной компоненты скорости ветра при спуске «Венеры-5,6» лежали в пределах погрешностей измерений для всего интервала временных масштабов от 2—10 секунд до 10—20 минут. Небольшое отличие на начальном уча-

стке скорости «Венеры-6» от расчетной скорее всего связано с погрешностью определения скорости спуска. Среднеквадратическая величина пульсаций была практически постоянной и составляла $0,28\text{--}0,32 \text{ м/сек}$ для «Венеры-5» и $0,24\text{--}0,28 \text{ м/сек}$ для «Венеры-6». Максимальные значения пульсаций не превышают $0,5 \text{ м/сек}$. В предположении изотропности турбулентности для пульсаций горизонтальной скорости получаются такие же мажорантные оценки.

Если допустить, что относительная интенсивность турбулентности $\psi = \sigma u'_h / u_h$ в атмосфере Венеры имеет тот же порядок, что и в атмосфере Земли, можно косвенно оценить величину скорости ветра. По экспериментальным данным [18] величина ψ зависит от скорости ветра и высоты и в свободной атмосфере Земли составляет $0,02\text{--}0,1$ (а для «Венеры-4» $\psi = 0,04$). Тогда при $\sigma u'_h \sim 0,3 \text{ м/сек}$ получаем, что скорость ветра в течение всего спуска «Венеры-5, 6» не превышала $3\text{--}15 \text{ м/сек}$; такая оценка носит,

конечно, вероятностный характер. Следует к тому же помнить, что $0,3 \text{ м/сек}$ является пределом погрешности измерений, а действительная величина пульсаций скорости, по-видимому, была значительно меньше.

§ IV.4. Результаты измерений космического аппарата «Маринер-5»

Американский космический аппарат «Маринер-5» пролетел около Венеры 19 октября 1967 г., т. е. на следующий день после спуска в атмосфере станции «Венера-4», на минимальном расстоянии 4100 км от поверхности планеты *). Схема пролетной траектории «Маринера-5» в проекции на экваториальную плоскость Венеры показана на рис. 55, а на рис. 23 отмечены области радиозондирования атмосферы на ночной и дневной сторонах. При заходе аппарата за планету эта область располагалась в северной полусфере на широте 37° N при солнечном зенитном угле $142^\circ,3$, а на выходе из тени планеты — в южной полусфере на широте $32^\circ,4 \text{ S}$ при солнечном зенитном угле $33^\circ,3$.

Зондирование атмосферы производилось в трех диапазонах радиоволн, на частотах $f_1 = 49,8 \text{ МГц}$, $f_2 = 423,3 \text{ МГц}$ и $f_3 = 2297 \text{ МГц}$.

Измерения на этих частотах дали сведения о параметрах нейтральной атмосферы и ионосферы планеты.

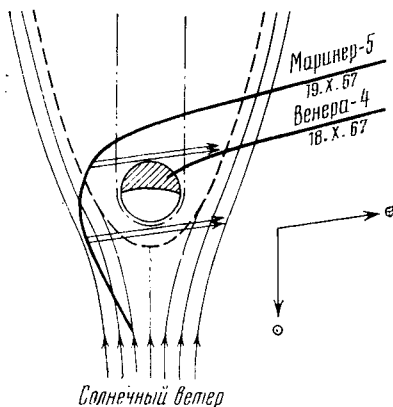


Рис. 55. Схема пролетной траектории аппарата «Маринер-5» в проекции на экваториальную плоскость. Значками $\odot$ и $\oplus$ обозначены направления на Солнце и Землю. Пунктир — условная граница ударной волны, штрих-пунктир — граница ионопаузы.

*) См. примечание на стр. 105. Удаление «Маринера-10» от поверхности планеты в периапсисе составило 5785 км .

Подробный анализ метода и описание характеристик радиоаппаратуры содержится в работах Клиора и др., Фелдбо и др. [304, 305, 382, 578]. Мы здесь ограничимся кратким изложением основных принципов, с которыми непосредственно связано получение экспериментальных результатов.

Представления о геометрии распространения радиоволн, привязке к высоте и связи регистрируемой фазы принимаемого радиоизлучения с пролетной траекторией космического аппарата дает схема на рис. 56.

По мере захода «Маринера-5» за планету возрастающая плотность атмосферы приводила к увеличению эффективного пути за счет искривления радиолуча вследствие рефракции *), а также к дефокусировке сигнала за счет изменения градиента показателя преломления и, как следствие, к «размытию» радиолуча на большем телесном угле. Комбинация этих эффектов регистрировалась на наземных приемных стан-

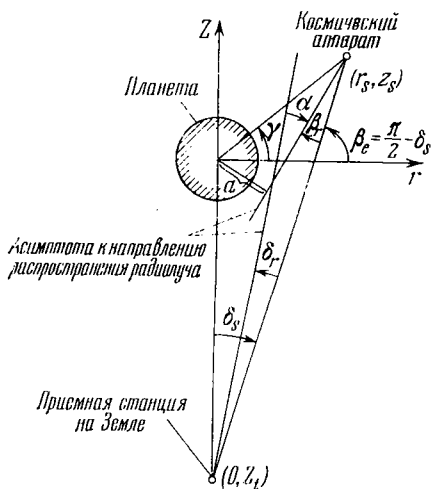


Рис. 56. Геометрия распространения радиоволн и соотношения углов, обеспечивающие высотную привязку в радиорефракционном эксперименте [305]. Пояснения к обозначениям см. в тексте.

циях в виде частотно-фазовых изменений радиосигнала и ослабления уровня его мощности. Результаты этих измерений вместе с данными измерений параметров траектории и прогноза движения аппарата в области захода за планету представляют необходимый исходный материал для расчета характеристик атмосферы.

*) Строго говоря, помимо рефракции на сдвиг фазы влияет также отклонение скорости распространения радиоволн в атмосфере от скорости света в свободном пространстве. Однако величина этого эффекта пренебрежимо мала, и его можно не принимать во внимание.

Предельное разрешение по высоте, достигаемое в радиозатменном эксперименте, определяется размерами первой зоны Френеля. В отсутствие атмосферной рефракции размеры этих зон для диапазонов f_1 , f_2 и f_3 составляли соответственно 14, 5 и 2,4 км. За счет эффектов рефракции возрастает кривизна волнового фронта, и зоны Френеля становятся вместо круговых эллиптическими, с малой осью эллипса, ориентированной в вертикальном направлении. Высотное разрешение несколько больше в областях нейтральной атмосферы, вызывающих расфокусировку радиоволн, по сравнению с ионосферными слоями, наличие которых приводит, наоборот, к фокусировке радиолуча.

Степень детальности структуры исследуемой области в атмосфере и ее привязка к планетоцентрической системе координат непосредственно зависят от точности внешне-траекторных измерений. Хотя в непосредственной близости от Венеры вследствие большой скорости ухода частоты (до 50 гц/сек) и сильного дефокусирующего ослабления сигнала измерения положения и скорости движения «Маринера-5» велись в некогерентном режиме, точность прогноза движения на участках входа и выхода из тени планеты была достаточно высокой, чтобы обеспечить качественную высотную привязку. Суммарное изменение частоты, обусловленное влиянием только атмосферы, составило около 16 кГц.

Изменение частоты электромагнитной волны связано со скоростью источника простым соотношением

$$\Delta f_D = f_s \frac{v \cos \varphi}{c}, \quad (\text{IV.19})$$

где f_s — излучаемая частота, φ — угол между вектором скорости и направлением на приемную станцию с учетом искривления радиолуча за счет рефракции.

В реальной геометрии, отвечающей условиям проведения эксперимента на «Маринере-5» (см. рис. 56) при учете взаимного движения аппарата и приемной станции вид соотношения (IV.19) усложняется, хотя его структура сохраняется аналогичной. В цилиндрической системе координат для двухчастотного эксперимента оно запишется

в виде [305]

$$\begin{aligned} \Delta f_D = & \left[f_s - f_s \frac{v_{rs}}{c} \cos(\beta_e - \beta_r) - f_s \frac{v_{zs}}{c} \sin(\beta_e - \beta_r) + \right. \\ & \left. + f_s \frac{v_{rt}}{c} \sin(\delta_s - \delta_r) + f_s \frac{v_{zt}}{c} \cos(\delta_s - \delta_r) \right] - \\ & - \left[f_s - f_s \frac{v_{rs}}{c} \cos \beta_e - f_s \frac{v_{zs}}{c} \sin \beta_e + f_s \frac{v_{zt}}{c} \sin \delta_s + f_s \frac{v_{zt}}{c} \cos \delta_s \right]. \end{aligned} \quad (\text{IV.20})$$

Здесь v_{rs} и v_{zs} — скорости аппарата в радиальном направлении и направлении z , v_{rt} и v_{zt} , соответственно, скорости станции слежения в тех же направлениях. Определения углов очевидны из рис. 56. Угол рефракции α определяется как $\alpha = \delta_r + \beta_r$, расстояние от центра масс планеты до асимптоты к направлению распространения радиолуча, т. е. кратчайшее расстояние от центра масс до луча зрения a , выражается в следующем виде [305]:

$$a = (r_s^2 + z_s^2)^{1/2} \sin(\beta_e - \beta_r - \gamma).$$

Зависимость изменения частоты от показателя преломления выражается соотношением

$$\Delta f_D = \frac{f_s}{c} \frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} (n - 1) dl, \quad (\text{IV.21})$$

где интегрирование ведется по лучу зрения l . Измеряемая величина Δf_D является в общем случае суммой двух эффектов рефракции — положительной в нейтральной атмосфере и отрицательной в ионизованной среде. Использование уравнений Максвелла позволяет получить выражение для комплексного показателя преломления, действительная часть которого, входящая в (IV.21), может быть представлена в виде

$$n^2 = n_n^2 - n_e^2, \quad (\text{IV.22})$$

причем

$$n_e^2 = 1 - \frac{e^2 N}{\pi m_e f^2}.$$

Здесь: n_n , n_e — коэффициенты преломления радиоволн в нейтральной и ионизованной среде; m_e , e — масса и заряд

электрона, N — электронная концентрация на луче зрения. Если пространственные координаты передатчика, планеты и приемника известны, то по частотным эффектам $\Delta f_D(t)$, обусловливаемым нейтральным газом переменной плотности, можно рассчитать зависимость показателя преломления от радиального расстояния r , т. е. $n(r) = n_n(r)$, $n_e(r) \approx 0$. С этой целью можно воспользоваться интегральным уравнением для оптической рефракции (частный случай уравнения Абеля, связывающего значения $\alpha(a)$ и $n(r)$) или несколько более простым «подгоночным» методом. В последнем случае атмосфера, предполагаемая сферически-симметричной, разбивается на ряд слоев, каждому из которых соотносится одна точка экспериментальной кривой $\Delta f_D(t)$. Для этих слоев, начиная с самого верхнего, последовательно вычисляются значения n на радиальном расстоянии r , соответствующие искривлению радиолуча, определяемому углом рефракции α . Поскольку при переходе к нижележащему слою радиолуч проходит и все предыдущие, оказываемое ими искривление вычитается, так что для определения показателя преломления этого слоя используется остаточная разность соответствующего угла рефракции α . Повторение такой процедуры для всех слоев позволяет получить профиль $n(r)$.

По высотному профилю показателя преломления (или индексу рефракции $I(r) = (n - 1) \cdot 10^6$) нетрудно рассчитать характеристики атмосферы, если принять во внимание пропорциональность показателя преломления атмосферной плотности и условие гидростатического равновесия (IV.3). Градиенты плотности связаны с градиентами показателя преломления зависимостью

$$\frac{dn}{dr} = c \frac{dp}{dr}. \quad (\text{IV.23})$$

Коэффициент c зависит от химического состава атмосферы. Для углекислого газа $c = 0,23 \text{ см}^3/\text{г}$; возможные небольшие добавки N_2 влияют незначительно. Поскольку шкала высот по плотности $H_p = -\frac{p}{dp/dr}$, знание p и dp/dr позволяет определить величину H_p для всех условно-изотермических слоев, соответствующих числу разбиения, в пределах которых допускается постоянство шкалы

высот. Температура легко вычисляется из H_p при заданном $\bar{\mu}$, а по уравнению газового состояния (IV.4) определяется давление $P(h)$. Очевидно, что точность приближения к действительным профилям температуры и давления тем выше, чем на большее число слоев разбивается кривая $n(r)$. Точность получаемых результатов непосредственно зависит и от погрешностей самого метода, в частности, от стабильности бортового задающего генератора. Согласно [304, 305] точность измерений несколько хуже на высотах более 70 км, а ниже этого уровня ошибка в вычисленных значениях $T(h)$ и $P(h)$ не более $\pm 1\%$.

Дополнительную информацию об атмосфере дает анализ измерений величины ослабления радиосигнала за счет расфокусировки, приводящей к уменьшению его амплитуды. Величину ослабления электромагнитной волны можно вычислить из соотношения, справедливого для изотермической атмосферы при относительно небольших отклонениях луча:

$$\Gamma(r) = \frac{\Phi_0 - 1}{\Phi} = \frac{L(l-L)(n-1)}{l} \frac{(2\pi r)^{1/2}}{H^3} \exp\left(-\frac{h}{H}\right). \quad (\text{IV.24})$$

Здесь: Φ_0 и Φ — интенсивности сигнала в отсутствие и при наличии рефракции, L и l — расстояния от наблюдателя до источника и до планеты. Показатель преломления n относится к слою, от основания которого отсчитывается h при $H = \text{const}$. Этим методом можно в принципе, определить высотные профили температуры и давления атмосферы на частотах f_1 и f_2 , независимо от радиорефракционных измерений на частоте f_3 . Сигнал на этих частотах излучался наземной станцией и переизлучался передатчиком космического аппарата, проходя атмосферу Венеры дважды. Однако на частоте f_1 он в сильной степени испытывал ионосферные сцинтилляции и многолучевое распространение и потому оказался малоприменим для изучения характеристик нейтральной атмосферы. Данные на частоте f_2 могут быть использованы для этой цели, если исходить из допущений об отсутствии истинного поглощения в атмосфере и монотонного изменения амплитуды радиосигнала с уменьшением высоты.

Полученные по данным радиорефракционных измерений «Маринера-5» на частоте f_3 высотные профили атмо-

сферных параметров на ночной и дневной сторонах показаны на рис. 57 (температура) и рис. 58 (давление) [305]. Результаты соответствуют значениям числовой плотности $n = \rho/\bar{\mu}$ в предположении 100% CO_2 или 95% CO_2 и 5% N_2 , вычисленным по осредненным величинам $\alpha(a) \sim \sim n(r)$ в пределах слоев толщиной 0,1 км. Кривые $T(h)$

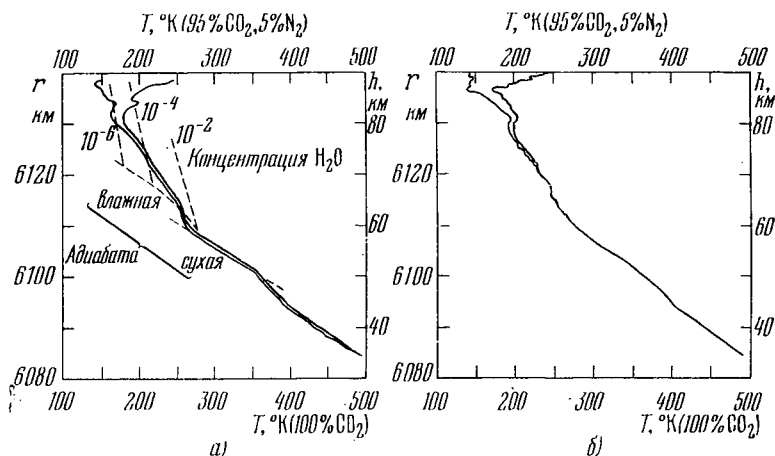


Рис. 57. Температура атмосферы в зависимости от планетоцентрического расстояния (r) или высоты (h) по данным измерений «Маринера-5» на дневной (а) и ночной (б) сторонах планеты. Результаты даются в двух шкалах T , условно учитывающих возможное различие в составе атмосферы (100% CO_2 и 95% CO_2 ; 5% N_2). Шкала высоты над поверхностью дана в предположении $R_\phi = 6050$ км. Пунктир соответствует линии насыщения H_2O для различных отношений смеси $f_{\text{H}_2\text{O}}$ [305].

и $P(h)$, соответствующие результатам измерений амплитуды радиосигнала на частоте f_2 , в целом находятся в хорошем согласии с рефракционными данными. Следует иметь в виду, что ошибка амплитудных измерений существенно возрастает с уменьшением высоты вследствие роста уровня шумов.

Измерения, результаты которых показаны на рис. 57 и 58, охватывают интервал высот приблизительно от 35 до 90 км. Вблизи 90 км начались заметные изменения радиосигнала за счет влияния нейтральной атмосферы. Нижний уровень соответствует высоте, на которой достигаются условия критической рефракции в атмосфере,

т. е. радиус кривизны луча оказывается равным радиусу планеты. Особенности оптической и радиорефракции на Венере подробно рассмотрены Стрэттоном [520].

С результатами, представленными на рис. 57, 58, в целом хорошо согласуются данные радиорефракционных измерений, проведенных на «Маринере-10» [577]. В этом эксперименте использовались частоты 2295 Мгц (аналогично f_3 на «Маринере-5») и 8415 Мгц. Шумовые температуры

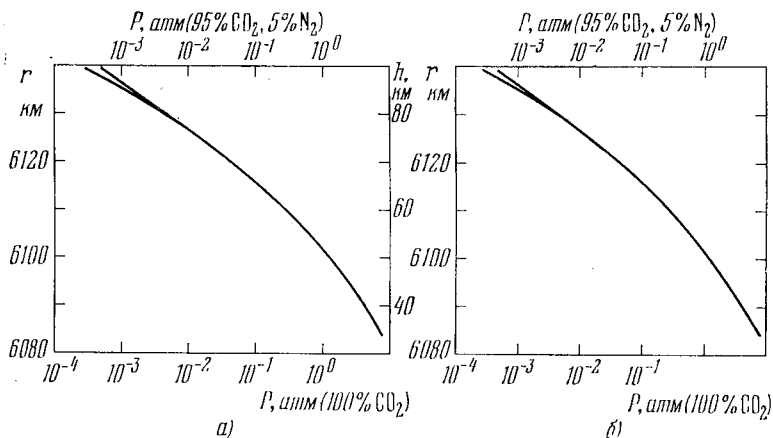


Рис. 58. Давление атмосферы в зависимости от планетоцентрического расстояния (r) или высоты (h) по данным измерений «Маринера-5» на дневной (а) и ночной (б) сторонах планеты [305]. См. пояснения на рис. 57.

приемников составляли соответственно 13,4 °К и 21,5 °К. Заход за планету был осуществлен на ночной стороне в точке с координатами (по номенклатуре МАС) 0°, 9 N; 69°, 5 E при зенитном расстоянии Солнца 117°, 6, а выход из радиотени на дневной стороне в точке с координатами 56°, 3 S; 236°, 4 E при зенитном расстоянии Солнца 67°, 1. Угол максимальной кривизны луча для выбранной геометрии пролетной траектории составил 12°, 6, что позволило осуществить зондирование на частоте f_3 до 40 км над поверхностью (при $R_\phi = 6052$ км). На частоте 8415 Мгц быстрое затухание сигнала было отмечено на уровне 51 км.

До сих пор мы не касались вопроса об истинном поглощении радиоволн в атмосфере Венеры. Между тем по характеру этого поглощения можно получить определенные данные о ее структуре.

Профили коэффициента потерь на частоте f_3 (в единицах дБ/км) в зависимости от высоты на ночной и дневной сторонах планеты, полученные с осреднением на интервалах от 0,5 до 4 км, показаны согласно [305] на рис. 59. Величина ослабления радиосигнала вследствие расфокусировки учитывалась путем использования данных измерений амплитуды сигнала на частоте f_2 или введением

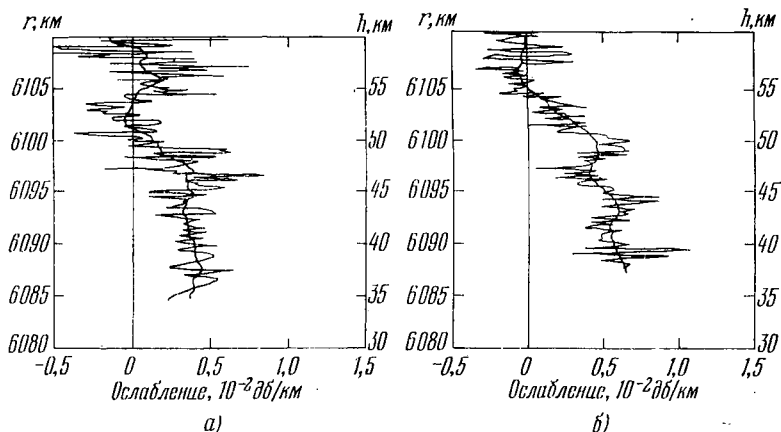


Рис. 59. Изменение величины ослабления радиосигнала на частоте f_3 (профиль коэффициента потерь) на дневной (а) и ночной (б) сторонах планеты [305]. См. пояснения на рис. 57.

расчетной поправки на величину этого эффекта в измеренные значения на частоте f_3 . При этом остаточная тонкая структура профиля оказывается различной, что, вообще говоря, не позволяет делать каких-либо обоснованных заключений о связи отдельных неоднородностей с действительной структурой атмосферы. Тем не менее из рассмотрения кривых на рис. 59 следует, что потери, вероятно связанные с поглощением или турбулентностью, проявляются ниже 51—54 км и между 37 и 50 км составляют в среднем $(4-5) \cdot 10^{-3} \text{ дБ/км}$. При этом на ночной стороне заметны два относительных максимума, локализирующиеся вблизи 40 и 47 км, которые не проявляются в дневной полусфере. Возможным причинам такого поведения радиосигнала мы уделим внимание при обсуждении структуры атмосферы.

§ IV.5. Оценки содержания водяного пара и аммиака в тропосфере Венеры по радиоастрономическим измерениям

Измерения содержания водяного пара на АМС «Венера-4, 5, 6» относятся к верхним областям тропосферы планеты, соответствующим давлениям около 1 атм. В связи с фазовыми переходами воды можно ожидать, что распределение относительного содержания водяного пара по высоте не будет постоянным. В атмосфере Земли относительная влажность максимальна у поверхности и убывает с высотой [166]. Это связано с тем, что водяной пар образуется на поверхности Земли, а затем диффундирует в атмосферу. Круговорот воды в земной атмосфере завершается осадками в виде дождя и снега, переносящими воду из облаков на поверхность Земли. На Венере круговорот воды существенно отличен от земного. В атмосфере этой планеты вода не может существовать в жидкой фазе ниже уровня, соответствующего температуре и давлению 430 °К и 5,5 атм (см. рис. 69). Поэтому (в отсутствие постоянного источника образования воды на поверхности за счет процесса выплавления и дегазации вещества мантии) образование водяного пара должно происходить не на поверхности, как это имеет место на Земле, а на достаточно большой высоте. В этом случае в нижнюю тропосферу водяной пар проникает за счет диффузии и турбулентного перемешивания, и его относительное содержание будет уменьшаться при приближении к поверхности.

Экспериментальная проверка такого предположения может быть произведена по данным радиоастрономических и радиолокационных измерений. В основе этой оценки лежит анализ поглощения СВЧ радиоизлучения в атмосфере Венеры, величина которого сильно зависит от содержания водяного пара. Для строгого решения такой задачи необходимо знать распределение водяного пара по высоте. Однако, так как согласно (II.31) поглощение в водяном паре пропорционально полному давлению P и абсолютной влажности a , основной вклад в поглощение вносит нижняя тропосфера. Поэтому определенное по поглощению содержание водяного пара характеризует главным образом его обилие в нижней тропосфере.

Для атмосферы, содержащей 97% CO_2 , температура и давление в которой определяются моделью, приведенной в Приложении, радиолокационные измерения эффективного сечения на волне $3,8 \text{ см}$ $\sigma_0 = 0,017$ согласуются с определенным для более длинных волн $\lambda > 20 \text{ см}$, $\sigma_{30} = 0,15$ при оптической толщине атмосферы на этой волне $\tau_{3,8} = 1,1$. Это соответствует относительному содержанию водяного пара в нижней тропосфере $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$.

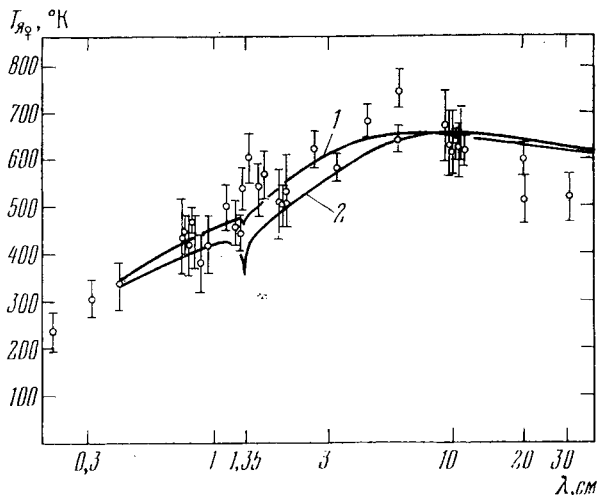


Рис. 60. Измеренная и расчетная зависимости усредненной по видимому диску яркостной температуры Венеры $\bar{T}_{\text{ЯФ}}$ от длины волны λ для различного содержания водяного пара: 1) $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$; 2) $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5\%$.

При этом расчетная зависимость $\sigma_0(\lambda)$ хорошо согласуется с экспериментальными данными и на промежуточной волне $\lambda = 12,5 \text{ см}$ (см. рис. 15). В пределах ошибки измерения $\Delta\sigma_0 = \pm 0,010$ возможны вариации $f_{\text{H}_2\text{O}}$ от 0 до 0,2% [144].

На меньшее относительное содержание водяного пара по сравнению с измерениями АМС «Венера-4, 5, 6», проведенными на высоте около 50 км, указывает также анализ результатов измерения зависимости яркостной температуры радиоизлучения Венеры от длины волны.

На рис. 60 по данным табл. 5 показаны результаты измерений $\bar{T}_{\text{ЯФ}}(\lambda)$ и расчета этой зависимости для

используемой модели для двух значений относительного содержания водяного пара $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1$ и $0,5\%$. Экспериментальные данные лучше соответствуют расчету для $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$, чем для $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5\%$.

Последняя оценка содержания водяного пара в нижней атмосфере Венеры произведена Джансенсом и др. [360], которые провели специальные радиоастрономические измерения на волнах, близких к линии поглощения водяного пара. Сопоставление измеренных ими на шести волнах

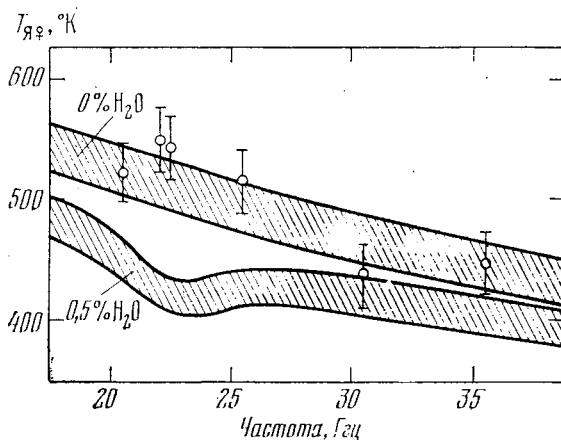


Рис. 61. Измеренная и расчетная зависимости $T_{яф}$ от частоты около резонансной линии поглощения водяного пара для различного содержания водяного пара. Заштрихованы области допускаемого изменения расчетных значений $T_{яф}$ в пределах области ошибок определения параметров атмосферы.

яркостных температур $\bar{T}_{яф}$ с расчетным спектром $\bar{T}_{яф}(\lambda)$ для $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ и $0,5\%$ (рис. 61) показывает несоответствие расчета и измерений при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5\%$. (Измеренная яркостная температура согласуется с атмосферой из CO_2 с возможным верхним пределом $f_{\text{H}_2\text{O}} \leq 0,2\%$.) Из отсутствия провала в измеренном спектре $\bar{T}_{яф}(\lambda)$ на волне линии поглощения водяного пара следует, что $f_{\text{H}_2\text{O}} \leq 0,4\%$. Вторая независимая оценка $f_{\text{H}_2\text{O}}$ выполнена теми же авторами на основе радиоинтерференционных измерений с базой до 20 000 длин волн. Определение потемнения лимба и эквивалентного диаметра излучающего диска на частоте 22,1 ГГц ($\lambda = 1,35$ см) и сопоставление с результатами измерений этих же параметров на частоте

25,4 ГГц (рис. 62) также не указывают на наличие водяного пара и согласуются с поглощением только в CO_2 . Верхний предел относительного содержания водяного пара по радиоинтерференционным измерениям $f_{\text{H}_2\text{O}} \leq \leq 3,5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, по радиоастрономическим и радиолокационным измерениям, относительное содержание водяного пара в нижней атмосфере Венеры $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1 \pm 0,1\%$.

Хорошее согласие расчетных и измеренных спектров эффективного сечения радиолокационного отражения

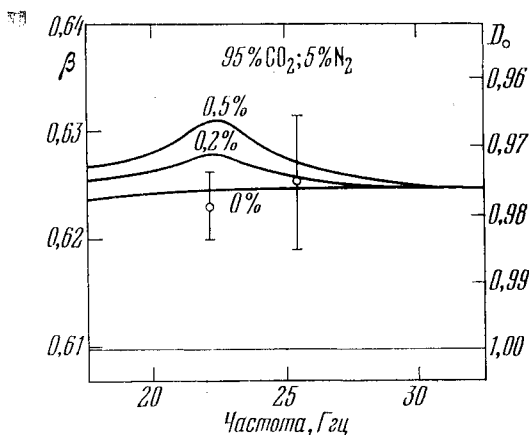


Рис. 62. Измеренные и расчетные положения первого нуля интерференметрической функции видимости Венеры в зависимости от частоты около резонансной линии поглощения водяного пара для различного относительного содержания водяного пара. Для сопоставления на этом же рисунке показан первый ноль равнояркого диска (имеющего диаметр Венеры).

σ_λ (λ) и яркостной температуры $\bar{T}_{\text{я}\varphi}$ (λ) для углекислой атмосферы с добавкой около 0,1% водяного пара исключает необходимость включения в состав атмосферы Венеры каких-либо дополнительных компонентов, поглощающих СВЧ излучение. Более того, можно сказать, что содержание этих компонентов не может быть большим, и попытаться оценить верхние пределы их возможного содержания.

Одним из таких компонентов, поглощающих СВЧ излучение, может быть аммиак, на присутствие которого в атмосфере Венеры указывают Сурков и др. по данным эксперимента на спускаемом аппарате АМС «Венера-8» [154].

Характер поглощения в аммиаке зависит от давления. При малых давлениях поглощение имеет резонансный характер и описывается квантовомеханической формулой [88], в которой индекс 1 означает CO_2 , индекс 2 — NH_3 :

$$\gamma_2 (\kappa\text{м}^{-1}) = 0,4 \cdot 10^6 f_2 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \sum_{JK} I_{JK} (T_c) \left(\frac{T_c}{T} \right)^{5/2} \times \\ \times \exp \left[-\frac{E_{JK}}{k} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} \right) \times \right. \\ \left. \left[\left(\frac{\Delta v}{c} \right)_{JK} \frac{T_c}{T} \right]^2 \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{22}} f_1 + f_2 \right) \right] \times \\ \times \frac{1}{\left[\left(\frac{1}{\lambda_{JK}} \right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \right]^2 + 4 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \left[\left(\frac{\Delta v}{c} \right)_{JK} \frac{T_c}{T} P \right]^2 \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{22}} f_1 + f_2 \right)}. \quad (\text{IV.25})$$

Эта формула получается с учетом формы линии из решения кинетического уравнения в определенных предположениях о характере взаимодействия молекул при бинарных соударениях [55]. Здесь $I_{JK} (T_c)$ — интенсивности инверсионных линий аммиака при температуре T_c (см. табл. 46 в [155]); E_{JK} — энергии вращательных состояний молекулы, вычисляемые по формуле симметричного волчка [155]; λ_{JK} — резонансные длины волн аммиака (см); J и K — квантовые числа симметричного волчка; f_2 и f_1 — относительные объемные содержания аммиака и углекислого газа соответственно; отношение эффективного сечения соударения молекул $\text{CO}_2\text{—NH}_3$ к аналогичному сечению соударений $\text{NH}_3\text{—NH}_3$, $\sigma_{12}/\sigma_{22} = 0,3$; k — постоянная Больцмана; c — скорость света.

При давлениях более 6—8 атм поглощение приобретает нерезонансный характер и описывается полуэмпирической формулой Бен-Ривена [216], скорректированной по результатам измерений Мориса и Парсонса [432]:

$$\gamma_2 (\kappa\text{м}^{-1}) = 0,685 \cdot 10^3 f_2 \frac{P}{760} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 F(\lambda), \quad (\text{IV.26})$$

где

$$F(\lambda) = \frac{2(\eta - \varphi) \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 + 2(\eta + \varphi) \left[\left(\frac{1}{\lambda_0} + \delta \right)^2 + \eta^2 - \varphi^2 \right]}{\left[\left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_0} + \delta \right)^2 - \eta^2 + \varphi^2 \right]^2 + \varphi \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 \eta^2},$$

$$\begin{aligned}\eta &= 0,58 \frac{T_c}{T} \frac{P}{760} \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{22}} f_1 + f_2 \right), \\ \varphi &= 0,38 \frac{T_c}{T} \frac{P}{760} \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{22}} f_1 + f_2 \right), \\ \delta &= -0,015 \frac{T_c}{T} \frac{P}{760} \left(\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{22}} f_1 + f_2 \right), \\ \frac{1}{\lambda_0} &= 0,78 \text{ см}^{-1}.\end{aligned}$$

Для оценки относительного содержания аммиака f_{NH_3} по радиоастрономическим и радиолокационным данным необходимо принять модель распределения f_{NH_3} по высоте.

В атмосфере Венеры для области давлений $P = 2-10 \text{ атм}$, где были проведены прямые измерения содержания аммиака на АМС «Венера-8», и всей нижележащей атмосферы, полное давление меньше давления насыщенного пара аммиака. Поэтому аммиак может существовать в этой области только в газообразной фазе и, следовательно, фазовых переходов нет. В этом случае следует ожидать, что относительное содержание аммиака по высоте будет постоянным.

При соответствующем нижнему пределу измерений АМС «Венера-8» $f_{\text{NH}_3} = 10^{-4}$ и постоянном относительном содержании аммиака по высоте, даже при отсутствии в атмосфере водяного пара расчет приводит к оптической толщине атмосферы Венеры на волне $\lambda = 3,8 \text{ см}$ $\tau = 3,93$. В этом случае эффективное сечение отражения на этой волне было бы

$$\sigma = \sigma_0 e^{-2\tau} = 6 \cdot 10^{-5},$$

т. е. на 2 порядка меньше измеренного $\sigma_{3,8} \simeq 10^{-2}$ (см. табл. 4). Кроме того, яркостные температуры радиоизлучения Венеры также оказались бы намного ниже измеренных, а результаты поляризационных радиоастрономических измерений Кузьмина и Кларка [83] не могли бы быть согласованы с расчетом ни при каких значениях диэлектрической проницаемости поверхности.

В связи с таким рассогласованием с результатами радиолокационных и радиоастрономических измерений, в [144] решена обратная задача определения верхнего предела возможного содержания аммиака в атмосфере Венеры для согласования с этими результатами. Для модели

с постоянным относительным содержанием аммиака от поверхности до уровня, соответствующего давлению $P = 2 \text{ атм}$, и отсутствием аммиака выше этого уровня получено:

$$f_{\text{NH}_3} \leq 1,6 \cdot 10^{-5}$$

для сухой атмосферы ($f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$) и

$$f_{\text{NH}_3} \leq 0,8 \cdot 10^{-5}$$

для относительного содержания водяного пара $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$. При большем содержании водяного пара верхний предел f_{NH_3} будет еще ниже.

В связи с тем, что Сурков и др. [154] считают, что относительное содержание аммиака максимально вблизи нижней границы облачного слоя, где проводились измерения АМС «Венера-8», и уменьшается при приближении к поверхности, Смирнова [143] рассмотрела модель, в которой $f_{\text{NH}_3} = 10^{-4}$ лишь в слое, соответствующем давлению $p = 2\text{—}10 \text{ атм}$ и равно нулю выше и ниже этого слоя. Однако даже такая весьма искусственная модель не согласуется с результатами радиоастрономических измерений, так как расчетный спектр для этой модели должен иметь «провал» около волны $1,25 \text{ см}$ до $\bar{T}_{\text{H}\varphi} = 220 \text{ }^\circ\text{K}$, отсутствующий в измеренных яркостных температурах радиоизлучения Венеры (см. табл. 5).

Полученный по радиолокационным и радиоастрономическим измерениям верхний предел относительного содержания аммиака в нижней атмосфере Венеры

$$f_{\text{NH}_3} \leq 10^{-5}$$

согласуется с верхним пределом относительного содержания этой молекулы в надоблачной атмосфере, определенным из спектральных измерений Койпера [69] и Мороза [113].

В связи с наличием в атмосфере Венеры водяного пара, другой компонентой, поглощающей СВЧ излучение, могут быть водяные капли в облачном слое. Расчет влияния поглощения в водяных каплях, находящихся в облачном слое Венеры, на спектр $\bar{T}_{\text{H}\varphi}(\lambda)$, проведенный в [25, 87], показал, что интегральное содержание воды в жидкой фазе

$$B = \int_{h_1}^{h_2} M_0(h) \exp \{0,04 [273 - T(h)]\} dh \leq 0,3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}.$$

Это не противоречит расчету интегральной водности облаков для $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,5\%$.

При толщине облачного слоя 7—8 км полученное выше интегральное содержание соответствует верхнему пределу средней водности облаков $M_0 \leq 0,4 \text{ г} \cdot \text{м}^{-3}$ (см. IV. 31). Эта оценка, согласующаяся с расчетной оценкой Обухова и Голицына [123], показывает, что на Венере нет мощных водяных облаков и что облачный слой не оказывает существенного влияния на радиолокационные и радиоастрономические измерения планеты.

§ IV.6. Структура тропосферы и стратосферы Венеры

Данные измерений при помощи космических аппаратов, дополненные результатами наземных оптических, радиоастрономических и радиолокационных измерений, позволяют составить определенные представления о структуре тропосферы и стратосферы Венеры. Здесь мы суммируем результаты анализа экспериментального материала, содержащегося в предыдущих параграфах этой главы.

Обратимся прежде всего к химическому составу атмосферы. Сводка результатов проведенных к настоящему времени измерений приведена в табл. 11. Содержания компонент, измерявшихся на станциях «Венера», соответствуют табл. 9. Табулированы данные многочисленных спектроскопических определений содержания различных составляющих. Они основываются на измерениях главным образом в ближней инфракрасной области спектра при использовании модели простого отражения *).

Основной составляющей атмосферы является углекислый газ. Уверенно отождествляется присутствие H_2O , CO , HCl , HF , есть указания на присутствие NH_3 . Для других возможных составляющих указаны пороговые

*) Согласно Грею [327] допущение о том, что венерианские облака действуют как простой отражающий слой, может приводить к заметной ошибке в определении содержания компонент из-за недооценки величины воздушной массы (до трех раз). Подробный анализ многочисленных спектров Венеры для различных полос CO_2 , недавно проведенный Л. Янг [551], свидетельствует о том, что наиболее приемлемой для Венеры является модель с рассеянием, предложенная Чемберленом и Койпером [236] (см. § V.3).

Таблица 11

Оценки химического состава атмосферы Венеры

Компонента	Относительное содержание (по объему)	Метод определения	Литература	Примечание
CO ₂	$0,97^{+0,03}_{-0,04}$	«Венера-4, 5, 6»	[29, 31, 32]	
N ₂ (включая инертные газы)	$< 2 \cdot 10^{-2}$	«Венера-4, 5, 6»	[29, 31, 32]	
H ₂ O	$(0,6-1,1) \cdot 10^{-2}$	«Венера-4, 5, 6»	[29, 31, 32]	При $P = 2-0,6$ кг/см ²
H ₂ O	$(1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	Радиоастрономия	(§ IV. 5)	
H ₂ O	$\sim 7 \cdot 10^{-5}$	Спектроскопия	[393, 394]	
H ₂ O	$(0,6-2) \cdot 10^{-6}$	Спектроскопия	[303]	
O ₂	$< 10^{-3}$	«Венера-5, 6»	[31, 32]	
O ₂	$< 10^{-5}$	Спектроскопия	[211, 442]	
CO	$(1-3) \cdot 10^{-5}$	Спектроскопия	[253, 390]	
HCl	$2 \cdot 10^{-7}$	Спектроскопия	[252]	
HCl	$< 10^{-6}$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
HF	$(1-3) \cdot 10^{-6}$	Спектроскопия	[252]	
CH ₄	$< 10^{-6}$	Спектроскопия	[252]	
CH ₃ Cl	$< 10^{-6}$	Спектроскопия	[252]	
CH ₃ F	$< 10^{-6}$	Спектроскопия	[252]	
C ₂ H ₂	$< 10^{-6}$	Спектроскопия	[252]	
HCN	$< 10^{-6}$			
O ₃	$< 10^{-8}$	Спектроскопия	[363]	
O ₃	$< 3 \cdot 10^{-9}$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
SO ₂	$< 3 \cdot 10^{-8}$	Спектроскопия	[256]	
SO ₂	$< 10^{-8}$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
COS	$< 10^{-6}$	Спектроскопия	[254]	
COS	$< 10^{-8}$	Спектроскопия	[393]	
COS	$< 10^{-7}$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
C ₃ O ₂	$< 5 \cdot 10^{-7}$	Спектроскопия	[255, 390]	
C ₃ O ₂	$< 10^7$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
H ₂ S	$< 2 \cdot 10^{-4}$	Спектроскопия	[254]	
H ₂ S	$< 10^{-7}$	ОАО	[444]	При 1 атм-км CO ₂
NH ₃	$< (0,3-1) \cdot 10^{-7}$	Спектроскопия	[113, 393]	
NH ₃	$10^{-4} \div 10^{-3}$	«Венера-8»	[154]	При $P = 2-10$ кг/см ²

Таблица 11 (продолжение)

Компонента	Относительное содержание (по объему)	Метод определения	Литература	Примечание
NH_3	$<10^{-7}$	ОАО	[444]	При 1 <i>атм-км</i> CO_2
NH_3	$<10^{-5}$	Радиоастрономия	(§ IV. 5)	
NO	$<10^{-6}$	ОАО	[444]	При 1 <i>атм-км</i> CO_2
NO_2	$<6 \cdot 10^{-7}$	Спектроскопия	[182]	
NO_2	$<10^{-8}$	ОАО	[444]	При 1 <i>атм-км</i>
N_2O_4	$<4 \cdot 10^{-8}$	ОАО	[444]	CO_2
HCHO	$<10^{-6}$	ОАО	[444]	То же
CH_3CHO	$<10^{-6}$	ОАО	[444]	То же
и альдегиды более высокого порядка				
$\text{CH}_3\text{COCCH}_3$	$<10^{-6}$	ОАО	[444]	То же
и кетоны более высокого порядка				

значения. К выводу о преимущественно углекислом составе атмосферы Венеры, сделанному по измерениям «Венеры-4», среди спектроскопических определений наиболее близки результаты Белтона и др. [215], полученные из анализа поглощения в сильных линиях полосы $\lambda = 1,038$ *мкм* при использовании модели формирования спектральных линий, учитывающей рассеяние внутри облаков. Относительно азота (с возможной примесью инертных газов) можно лишь утверждать, что его содержание не превышает 2%, что соответствует парциальному давлению около 2 *атм*. Сам по себе факт существования азота в таких количествах в атмосфере Венеры (почти втрое большем по сравнению с его содержанием в земной атмосфере) имел бы исключительно важное значение для понимания природы планеты и условий формирования ее атмосферы.

Спектроскопия и радиоастрономия дают меньшие содержания для водяного пара, кислорода и аммиака по сравнению с прямыми измерениями на АМС «Венера».

В отношении водяного пара необходимо принять во внимание различные уровни в атмосфере, к которым относятся прямые, спектроскопические и радиоастрономические определения, вследствие сильной зависимости отношения смеси H_2O от температуры. Прежде всего следует учесть возможность конденсации выше уровня измерения содержания H_2O при помощи газоанализаторов, а также возможность образования растворов различных соединений. Это должно, соответственно, приводить к меньшим концентрациям водяного пара выше уровней насыщения при более низких температурах. Указанная в табл. 11 величина $7 \cdot 10^{-5}$, соответствующая спектрограмме на рис. 22, относится к атмосфере вблизи видимой границы облаков. Следует также заметить, что даваемые разными авторами спектроскопические оценки содержания H_2O существенно отличаются в зависимости от используемой спектральной области и модели формирования полос: от менее 2 μm осажженной воды на $\lambda = 1,4 \mu m$ и $\lambda = 2,0 \mu m$ до более 16 μm в полосе $\lambda = 0,82 \mu m$ [442]. Эти вариации (соответствующие относительным концентрациям от 10^{-6} до 10^{-5} , если приводить к уровню с давлением $P \simeq 0,2 \text{ атм}$), возможно, частично связаны с модификацией кривой роста в рассеивающей атмосфере или с различной непрозрачностью в указанных областях спектра *). Результаты изучения характера поглощения в близких полосах CO_2 ($\lambda = 1,75 \mu m$; $\lambda = 7820$ и $8689 \text{ \AA}$) свидетельствуют в пользу второго предположения, а именно, что зависимость непрозрачности от длины волны действительно существует. Отмеченные вариации содержания H_2O могут быть также связаны с недавно обнаруженными [551] значительными вариациями уровня формирования полос CO_2 . Для более надежной интерпретации результатов спектроскопических определений содержания водяного пара необходимы наблюдения нескольких полос CO_2 примерно одинаковой интенсивности в интервале $\lambda = 0,78-2,5 \mu m$ с одновременными измерениями поглощения в полосах H_2O .

*) Результаты измерений при помощи фурье-спектрометра с высотного самолета CV 990, недавно заново проанализированные Финком и др. [303], приводят к оценкам относительного содержания водяного пара $0,6 \cdot 10^{-6}$ для модели простого отражения и $1,9 \cdot 10^{-6}$ для модели с рассеянием (см. табл. 11).

Верхний предел содержания H_2O в нижней атмосфере дает анализ результатов радиоастрономических измерений (см. § IV.5). Он свидетельствует о том, что относительные содержания H_2O в атмосфере ниже уровней, где осуществлены прямые измерения, должны быть значительно меньше. Соответствующие оценки приведены в табл. 11.

Указание на возможность присутствия аммиака в атмосфере и аммонийных солей в облаках Венеры было сделано Виноградовым [29, 30] в связи с рассмотрением вероятного источника поступления в атмосферу N_2 . Если источником аммиака на Венере, так же как и на Земле, является хлористый аммоний вулканического происхождения, то он должен возгоняться при температуре около 625°K . Присутствие большого количества углекислоты могло бы приводить при этом к образованию углекислого аммония $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3$, который разлагается при температуре выше 330°K с образованием аммиака или легко окисляется до N_2 при наличии в атмосфере свободного кислорода. С уменьшением температуры ниже 330°K может происходить выпадение аммонийных солей. Анализ зависимости изменения равновесной концентрации насыщающих паров NH_3 в тройной диаграмме $\text{CO}_2\text{—NH}_3\text{—H}_2\text{O}$ приводит к представлениям о том, что относительное содержание $f_{\text{NH}_3} < 3 \cdot 10^{-8}$, соответствующее спектроскопической оценке, может достигаться в этом случае на уровне в атмосфере с температурой $\leq 230^\circ\text{K}$ и давлением $\leq 0,1 \text{ кг/см}^2$ [153а].

Таким образом, с учетом фазовых и химических превращений можно, в принципе, объяснить различие результатов прямых и спектроскопических измерений при условии, что температура на уровне формирования соответствующих полос не сильно отличается от температуры фазового равновесия для данного компонента. Однако в связи с большим рассогласованием результатов измерений АМС «Венера-8» и радиолокационных и радиоастрономических оценок, вопрос о содержании аммиака в нижней атмосфере Венеры требует дальнейшего исследования.

Спектроскопический предел O_2 согласуется с пороговой оценкой по измерениям АМС «Венера-6», не обнаружившим кислорода в относительных концентрациях, больших или равных 10^{-3} . Очевидно, спектроскопический пре-

дел более точен, и относительное содержание O_2 в атмосфере Венеры не превышает $(2 \div 8) \cdot 10^{-5}$; разброс зависит от того, происходит ли поглощение в облаках или над ними [213, 214]. Прокофьев и Петрова [132—134], обнаружившие наличие слабых доплеровских спутников в крыльях линий теллурической полосы кислорода А (λ 7660 Å), интерпретировали их как принадлежащие спектру Венеры. Однако этот результат не был подтвержден более поздними измерениями.

Заслуживает внимания присутствие в атмосфере Венеры CO и особенно HCl и HF, обнаруженных благодаря использованию фурье-спектрометрии с высоким разрешением. Относительные содержания этих компонент, указанные в табл. 11, учитывают поправки за счет особенностей формирования полос поглощения в неоднородной облачной атмосфере согласно теории кривых роста, развитой Белтоном [212]. Измерения относятся к облачному слою (уровень с эффективным давлением $P_{эфф} \simeq 35—100$ мб). Поэтому и в этом случае естествен вопрос о том, насколько полученные оценки справедливы для нижележащей атмосферы, т. е. равномерно ли эти компоненты распределены по высоте.

Тщательный анализ спектров Венеры, полученных Конном и др. и более поздних, привел Л. Янг [551] к выводу о том, что CO, видимо, перемешан в атмосфере равномерно при отношении смеси $(5,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$. Что касается HCl и HF, то, скорее всего, они перемешаны в атмосфере неравномерно, так как эффективное давление формирования соответствующих спектральных линий, по-видимому, относится к более глубоким уровням в атмосфере Венеры (несколько глубже для HCl, чем для HF), чем уровень формирования линий в референтных полосах CO₂. Уточненные оценки относительного содержания HCl и HF по результатам этого анализа составляют $(4,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-7}$ и $\sim 10^{-8}$. Как видим, количество CO в атмосфере Венеры над облаками (около 13 атм-см) в 50—100 раз превышает среднее содержание угарного газа в земной атмосфере. Количества хлористого и фтористого водорода невелики, однако существование их в такой окислительной среде, как атмосфера Венеры, представляет очень большой интерес (на Земле Cl и F, в основном, растворены в океанах [28, 476]).

Оценки возможных содержаний закиси углерода C_3O_2 , озона O_3 , углеводородов CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , сернистых и азотистых соединений SO_2 , COS , H_2S , NO , NO_2 и некоторых других, приведенные в табл. 11, соответствуют верхним спектроскопическим пределам обнаружения. Помимо данных наземной спектрометрии, указаны также пороговые содержания ряда малых примесей в атмосфере, полученные по измерениям при помощи сканирующего ультрафиолетового спектрометра, установленного на орбитальной астрономической обсерватории (ОАО—А2). Измерения, проводившиеся в спектральной области между 2000 и 3600 Å, с разрешением около 25 Å, дали оценки газовых составляющих в атмосферах Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна по характерным линиям поглощения, связанным с электронными переходами в молекулах [444]. Вследствие возрастания роли рэлеевского рассеяния в ультрафиолетовой области спектра этот метод позволяет оценивать содержания компонент лишь во внешних областях планетных атмосфер. Для Венеры полученные оценки относятся к уровню, где приведенная толщина углекислой атмосферы составляет около 1 атм-км, т. е. вблизи видимой границы облаков.

Исходя из представлений о химическом равновесии между атмосферой и литосферой планеты, а также вероятных равновесных концентраций между составляющими атмосферу газами, можно получить также теоретические оценки содержания отдельных атмосферных компонент. Геохимические верхние пределы для модели атмосферы с температурой и давлением CO_2 у поверхности, соответственно, 748 °К и 120 атм, рассчитаны для разнообразного комплекса реакций Льюисом [401]. Они приведены в виде относительных концентраций в табл. 12 и носят в значительной степени иллюстративный характер, поскольку основываются на ряде существенных предположений. Так, по аналогии с Землей, допускается большая силикатная обогащенность пород поверхности Венеры в процессе дифференциации и формирования коры планеты, сильно отличная от состава, соответствующего космической распространенности элементов. Поэтому важную роль во всех рассматриваемых реакциях играет кварц. Тем не менее данные табл. 12 представляют определенный интерес и привлекают внимание, например, хорошим согла-

Таблица 12

Геохимические верхние пределы относительного содержания компонент в атмосфере Венеры (по [401])

Компонента	Относительное содержание	Компонента	Относительное содержание	Компонента	Относительное содержание
CO ₂	1	HF	$2 \cdot 10^{-8}$	C ₂ H ₆	$6 \cdot 10^{-24}$
N ₂	$5 \cdot 10^{-2}$	CH ₄	$7 \cdot 10^{-13}$	SiF ₄	10^{-19}
Ar	10^{-3}	NH ₃	$8 \cdot 10^{-11}$	Cl ₂	$2 \cdot 10^{-23}$
H ₂ O	$6 \cdot 10^{-4}$	O ₂	$8 \cdot 10^{-26}$	SO ₃	10^{-16}
CO	$2 \cdot 10^{-4}$	CS ₂	$8 \cdot 10^{-13}$	NO	10^{-19}
COS	$6 \cdot 10^{-5}$	SO ₂	$4 \cdot 10^{-7}$	C ₆ H ₆	$8 \cdot 10^{-45}$
H ₂	$8 \cdot 10^{-7}$	HCN	$3 \cdot 10^{-14}$	S ₈	$8 \cdot 10^{-21}$
H ₂ S	$6 \cdot 10^{-6}$	FeCl ₂	$8 \cdot 10^{-11}$	F ₂	$2 \cdot 10^{-48}$
HCl	10^{-6}	S ₂	$2 \cdot 10^{-8}$		

сием вычисленных предельных содержаний таких составляющих, как CO, H₂O, HCl, HF, с экспериментальными данными.

Результаты измерений температуры и давления на станциях «Венера-4 — 8» характеризуют основные особенности структуры тропосферы планеты. Из рассмотрения рис. 42 и 43 следует, что зависимости $T(h)$ и $P(h)$ на ночной и дневной сторонах в окрестности утреннего терминатора практически совпадают. По существу, не отличаются и полученные значения T_s и P_s в местах посадки аппаратов. На отсутствие суточных вариаций температуры атмосферы у поверхности планеты указывают также сравнительные радиоастрономические измерения яркостной температуры дневного и ночного полушарий Венеры. Построенные по совокупности всех измерений высотные профили температуры и давления от поверхности до высоты 55 км показаны на рис. 63. Здесь же приведены данные «Маринера-5», совмещенные с измерениями АМС «Венера» в точке, соответствующей давлению $P \simeq 4,4 \text{ кг/см}^2$.

Как видим, интервал высот, охваченный измерениями при помощи космических аппаратов, составляет около 90 км над поверхностью планеты. Область, где измерения АМС «Венера» и аппарата «Маринер-5» перекрываются, со-

ставляет около 20 км (290—470 °K по температуре и 0,6—7 кг/см² по давлению). Сопоставление кривых, показанных на рис. 57 и 58, свидетельствует о том, что заметных различий между ночными и дневными профилями температуры по данным «Маринера-5» также не выявляется. Поэтому показанные на рис. 63 профили $T(h)$ и $P(h)$ в

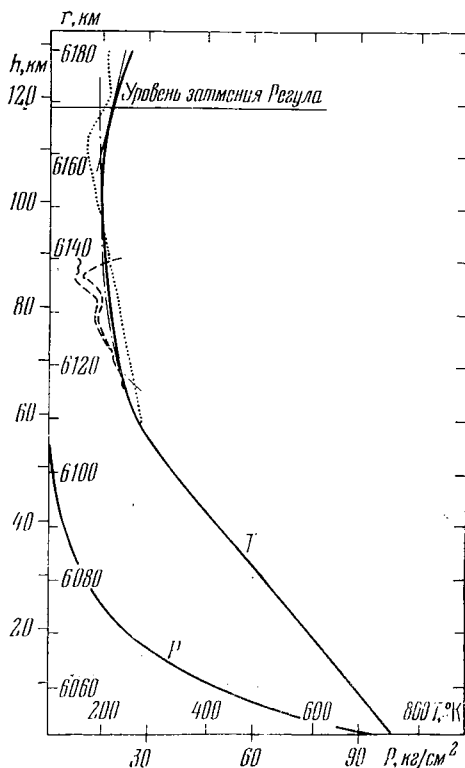


Рис. 63. Высотные профили температуры и давления атмосферы Венеры по совокупности измерений на станциях «Венера» (толстые сплошные линии) и аппарате «Маринер-5» (пунктир). Штрих-пунктир и точки — соответственно модельные профили $T(h)$ согласно [99] и [421].

тропосфере и стратосфере отвечают среднесуточным условиям. С ними можно согласовать оценки параметров стратосферы по данным измерений перегрузки на участке выше начала парашютирования АМС «Венера-8» [566].

Поскольку результаты «Маринера-5» не связаны непосредственно с высотой над поверхностью, а отнесены к расстоянию до гравитационного центра планеты, сопоставление через атмосферные параметры данных АМС «Венера» и «Маринер-5» (см. рис. 63) позволяет получить значение планетоцентрического расстояния r , соответствующего уровню поверхности в месте посадки АМС «Венера-7, 8». Оно оказывается равным $r = 6051,7$ км (для температуры $T_s = 745$ °К). С этим значением хорошо согласуются результаты вычисления среднего радиуса Венеры по радиолокационным измерениям $R_\varphi = 6050$ (см. § II.4).

Рассмотрение высотного хода $T(h)$ и анализ газового состояния показывают, что в целом температурный градиент в области высот ниже ~ 55 км практически не отличается от сухадиабатического для атмосферы из CO_2 . Резкое замедление падения температуры (примерно до 4 град/км) наблюдается выше 60 км. Кроме того, имеют место отдельные небольшие флуктуации в области 65—70 км и, наконец, достаточно сложная нерегулярная структура с инверсионными слоями между 75 и 90 км. Фелдбо и Эшлеман [305] отмечают также наличие определенных вариаций зависимости температуры от высоты ниже 60 км: некоторое уменьшение dT/dh в области 45—50 км и, наоборот, некоторую тенденцию к сверхадиабатичности вблизи уровня 35 км. Реальность такого поведения кривой $T(h)$ трудно подтвердить или опровергнуть по данным прямых измерений, поскольку возможные ошибки отдельных измерений, вообще говоря, соизмеримы с величиной предполагаемой особенности. Область высот около 35 км расположена вблизи уровня критической рефракции, и радиоизмерения здесь могут быть подвержены наибольшим погрешностям. Вариации $T(h)$ в области 60—70 км можно отнести за счет существования облаков. Что касается нерегулярности структуры между 75 и 90 км, то, вероятнее всего, она связана с выбором граничных условий при интегрировании экспериментальной кривой $N(h)$ сверху вниз.

Более детальный профиль температуры атмосферы выше 40 км получен по измерениям на «Маринере-10» [577]. Достаточно уверенно обнаружено уменьшение температурного градиента выше 54 км от $\gamma \simeq 9$ град/км,

соответствующего сухоадиабатическому для CO_2 , к величине $\sim 3 - 4$ град/км, а также существование температурных инверсий на высотах 56, 58, 61 и 63 км (считая от $R_\varphi = 6052$ км). Нерегулярностей выше 63 км не отмечается; это позволяет предположить, что области конвективно-перемешиваемой атмосферы располагаются ниже этого уровня. Ниже 55 км результаты измерений «Маринера-10», так же как и «Маринера-5», хорошо согласуются с данными прямых измерений на АМС «Венера». Каких-либо заметных различий в высотных профилях температуры и давления на дневной и ночной сторонах не наблюдается.

Характерные изменения dT/dh ниже 60 км можно объяснить, исходя из представлений о наличии в атмосфере Венеры определенных примесей и связанных с ними фазовых переходов (облачных структур). На эту же возможность независимо указывает анализ ослабления радиоизлучения в эксперименте на «Маринере-5» (см. рис. 59). Величина и характер этого ослабления, по существу, аналогичные на ночной и дневной сторонах, оказались существенно отличными от того, что должно было бы наблюдаться в чистом CO_2 или в смеси CO_2 и H_2O при парциальных давлениях, соответствующих результатам газового анализа на станциях «Венера» и измеренным температурам и давлениям атмосферы на этих уровнях. Вероятной причиной этого аномального поглощения является облачный слой Венеры. Можно также предположить, что дополнительное поглощение связано с существованием в атмосфере Венеры примесей, локализованных на определенных уровнях.

При температуре поверхности Венеры $T_s \simeq 750^\circ\text{K}$ разнообразные летучие компоненты и соединения могли перейти в атмосферу и существовать в ней в виде паров и конденсатов на разных уровнях. Возможные равновесные геохимические реакции для системы литосфера — атмосфера подробно обсуждались Льюисом [400], который, в частности, рассмотрел условия образования в атмосфере ртутно-галогеновых облаков, конденсирующихся при температурах от 250°K (Hg_2Cl_2) до 450°K (Hg_2I_2). Рейсул [467], исходя из возможности существования таких облаков, предпринял попытку найти для них экспериментальное подтверждение, анализируя измеренный «Маринером-5»

высотный ход ослабления радиоволн. Рассчитанный в этом предположении профиль потерь показан точками на рис. 64. Следует отметить довольно удачное соответствие сделанной интерпретации особенностям измеренной кривой, особенно в диапазоне высот от 40 до 48 км.

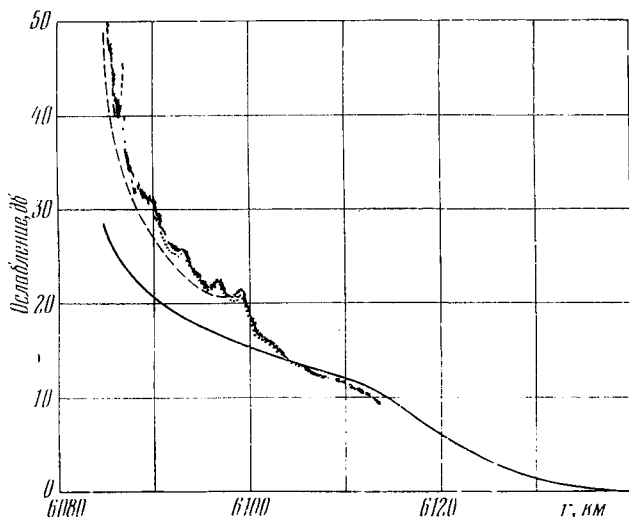


Рис. 64. Характер ослабления сантиметровых радиоволн (частота f_3) в эксперименте на «Маринере-5». Сплошная кривая — расчет величины ослабления для чистого CO_2 ; пунктир — расчет величины ослабления в смеси $\text{CO}_2 + 1\% \text{H}_2\text{O}$ с учетом индуцированного поглощения и при наличии однородных поглощающих облаков с коэффициентами поглощения $1,03 \cdot 10^{-2}$ дБ/км (от 6098 до 6100,8 км) и $3,29 \cdot 10^{-3}$ дБ/км (от 6100,6 до 6104,1 км) [382]; точки — расчет в предположении ртутно-галогеновых облаков [467].

Другой вероятной причиной отмеченных сцинтилляций радиосигнала, рассмотренной Голицыным и Гурвичем [575], может быть наличие турбулентных неоднородностей с характерными размерами порядка $\sqrt{\lambda L_0} \sim 1,25$ км, где L_0 — расстояние от передатчика до касательной точки к данному слою атмосферы (см. рис. 56), λ — длина волны. Наконец, определенный вклад в величину потерь может вносить пыль, слоистое распределение которой известно для земной атмосферы.

Интересно заметить, что вблизи 48—50 км было отмечено кажущееся возрастание плотности по измерениям

при помощи плотномеров. Довольно любопытное совпадение этого необъясненного эффекта с увеличением ослабления радиоволн, возможно, не является случайным: как уже отмечалось, наличие примесей в твердой или жидкой фазах могло повлиять на показания плотномеров в силу принципов их работы.

Если предполагать существование в атмосфере Венеры примесей, распределение которых по высоте с большой вероятностью сопровождается фазовыми переходами, представление об атмосферных процессах в чисто углекислой среде оказывается упрощенным и может рассматриваться как первое приближение. Наличие примесей должно существенно сказываться на физической структуре, термодинамике, оптических характеристиках и тепловом режиме тропосферы планеты. С этим предположением непосредственно связана и проблема венерианских облаков, которая рассматривается в § IV.7.

Наряду с профилями $T(h)$ и $P(h)$, построенными по данным измерений при помощи космических аппаратов, на рис. 63 показаны также расчетные экстраполяции температуры в сторону больших высот согласно моделям Мак-Элроя [421, 422] и Марова [97, 99, 412]. Эти кривые, полученные в несколько отличающихся исходных предположениях, представляют собой варианты изменения температуры в стратосфере Венеры, т. е. выше уровня тропопаузы. Под ним мы будем понимать уровень, вблизи которого происходит резкое изменение скорости падения температуры с высотой и расположена наблюдаемая с Земли верхняя граница облаков. Это область высот между 60 и 70 км. В известном смысле данный уровень можно рассматривать как переходный от конвективного к лучистому равновесию, хотя нельзя исключить здесь наличия конвективных токов ограниченной интенсивности за счет механизма проникающей конвекции, вызываемой неустойчивостью нижележащих областей.

Исходя из условия лучистого равновесия, легко рассчитать профиль температуры, воспользовавшись уравнением переноса длинноволновой радиации в приближении Милна — Эддингтона для серой атмосферы (см. [50]). Комбинация этого уравнения с уравнением, характеризующим изменение оптической толщины по высоте с учетом условия гидростатического равновесия (IV.3),

приводит к системе вида:

$$T_h^4 = T_e^4 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tau_h \right), \quad (\text{IV.27})$$

$$\tau_h = \tau_{h_0} \exp \left(- \frac{\mu g_0}{R} \int_{h_0}^h \frac{dh}{T_h} \right). \quad (\text{IV.28})$$

Здесь T_e — эффективная температура вращающейся планеты, определяемая формулой (IV.1); T_h — температура атмосферы на уровне h , τ_h , τ_{h_0} — оптические толщины, соответственно на уровнях h и h_0 .

При $T = T_e = 228^\circ \text{K}$ имеем $\tau_h = 0,7$, т. е. величина пропускания составляет $p = e^{-0,7} \approx 0,5$. К этому уровню в атмосфере относятся измерения яркостной и цветовой температур в инфракрасной области спектра, которые, как уже отмечалось, приводят к значениям, мало отличающимся от T_e , что свидетельствует о большой оптической толщине излучающего слоя. Система (IV.27) — (IV.28) дает возможность рассчитать распределение температуры выше данного уровня, вплоть до высоты, где тепловой поток выпускается атмосферой без ослабления ($\tau_h = 0$) и температура асимптотически достигает значения $T_h^* = T_e / \sqrt[4]{2} \approx 195^\circ \text{K}$. Это значение отвечает для рассматриваемой модели области температурного минимума, соответствующего мезопаузе в земной атмосфере и совпадающей с основанием термосферы (см. рис. 63). Термосфера характеризуется положительным температурным градиентом за счет прямого поглощения солнечной ультрафиолетовой радиации, которое становится эффективным на уровнях, где $\tau_{\text{уф}} \lesssim 1$. Поскольку поглощение CO_2 практически начинается в области, соответствующей континууму Шумана — Рунге, нетрудно оценить, что при среднем значении коэффициента поглощения в интервале $\lambda\lambda 1725 \div 1000 \text{ \AA}$, $\bar{S} \approx 10^{-19} \text{ см}^2$ [121] это условие достигается на высотах, где концентрация частиц $n \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, т. е. $h_m \gtrsim 105\text{—}110 \text{ км}$. Таким образом, оценки, проведенные «сверху» и «снизу» с целью определения высоты мезопаузы в венерианской атмосфере, дают хорошее совпадение вблизи данного уровня. При этом неплохо выполняется также условие, соответствующее расположению переходной области от нижней к верхней атмосфере согласно определению, данному в § VI.1.

По существу, аналогичный результат получен в модели [421] с несколько большим температурным градиентом в стратосфере, приводящим к $T_m \simeq 170^\circ \text{K}$. Это значение ближе к величине температурного минимума согласно уточненным данным анализа измерений «Маринера-5» [305] ($T_m \simeq 150\text{—}170^\circ \text{K}$). Высоту мезопаузы по этим данным оценить затруднительно, хотя обнаруживается определенная тенденция к ее более низкому расположению по сравнению с теоретическими оценками (где-то около 85—90 км, т. е. практически на том же уровне, что и для Земли). Заметим, что вследствие отсутствия промежуточной температурной инверсии, имеющей место в земной атмосфере благодаря наличию озонового слоя (озоносферы), области стратосферы и мезосферы в атмосфере Венеры можно считать совпадающими, так что термосфера начинается непосредственно над стратосферой. Условно эту область можно называть поэтому стратомезосферой.

Представлениям о возрастании температуры выше уровня h_m отвечают независимые оценки параметров нейтральной атмосферы по данным фотометрических наблюдений изменения блеска Регула при его покрытии Венерой 7 июля 1959 г. В своей основе этот метод не отличается от использовавшегося для определения параметров атмосферы по величине ослабления радиосигнала в эксперименте на «Маринере-5». Поэтому для вычисления величины ослабления светового потока $\Gamma(r)$ справедливо соотношение (IV.24). Определенные Вокулером и Мензелом [532] на уровне затмения $r = 6169 \pm 2$ км (соответствующем уменьшению блеска звезды в e раз) величины давления P_R , высоты однородной атмосферы H_R и ее логарифмического градиента позволяют продолжить модель атмосферы Венеры от начала измерений «Маринера-5» еще приблизительно на 30 км вверх. Эти величины оказались равными:

$$P_R = (2,6 \pm 0,13) \cdot 10^{-6} \text{ кг/см}^2;$$

$$H_R = 6,8 \pm 0,2 \text{ км}; \quad \frac{d \ln H_R}{dh} = 0,010 \pm 0,002 \text{ км}^{-1}.$$

Близкое значение шкалы высот на уровне затмения ($H_R = 6$ км) получили тем же методом Мартынов и Поспергелис [105]. Однако Мартынов [106, 107] считает, что достоверность определения высоты уровня затмения меньше и вместо высоты $h_R = 119 \pm 2$ км (соответствующей

$R_{\varphi} = 6050$ км) приводит значение $h_R = 116 \pm 10$ км, используя оценку радиуса облачного слоя Венеры $R_{\varphi}^* = 6100 \pm 30$ км. При $H_R = 6,8$ км температура и ее градиент $\frac{dT}{dh} = T \frac{d \ln H}{dh}$ на уровне затмения для преобладающей концентрации CO_2 , т. е. при наиболее вероятном предположении о сохранении на этих высотах $\bar{\mu} = 43,4$, составят соответственно 300°K и $3 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$.

Согласование доступных к настоящему времени данных для стратомезосферы и нижней термосферы, к которой относится уровень затмения Регула, встречается с определенными трудностями. В случае принятия $T_m = 195^\circ\text{K}$ удастся согласовать со значением P_R расчетный профиль давления $P(h)$, однако в оценках T_R и $d \ln H/dh$ обнаруживаются заметные расхождения. Наилучшее согласование с параметрами стратомезосферы, которые основывались на ранее опубликованных данных «Маринера-5» [382] и на приближении лучистого равновесия, обеспечивалось при $T_R = 220^\circ\text{K}$ и $(dT/dh)_R = 2,2 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$ [99, 412]. Хантен и Мак-Элрой [350] предположили, что оговоренные авторами фотометрических измерений ошибки определения H_R и $(d \ln H/dh)_R$ слишком оптимистичны, поскольку на уровне затмения наиболее надежно определяется концентрация частиц и менее надежно — производные. Поэтому в модели Мак-Элроя, показанной на рис. 63, использовано допущение о возможности еще большей коррекции температуры и ее градиента вблизи h_R .

Уточненные результаты измерений «Маринера-5», приводящие к существенно более низкой температуре мезопаузы, делают затруднительным согласование с результатами Вокулера и Мензела не только температуры, но и давления. Действительно, при более низкой температуре стратомезосферы, и следовательно, меньшем H , падение давления с высотой происходит быстрее (см. формулу (IV.3)), поэтому давление на уровне затмения согласно модели, приведенной в Приложении, приблизительно на порядок величины меньше P_R . Этот результат, не позволяющий полностью согласовать имеющиеся экспериментальные данные, делает особенно необходимым дальнейшее изучение структуры атмосферы Венеры в области высот приблизительно от 70 до 120 км.

С проблемой пространственной структуры непосредственно связана динамика атмосферы планеты. Большая глубина атмосферы, медленное собственное вращение и небольшой угол наклона экватора к орбите дают основание считать, что движения и теплообмен в атмосфере Венеры непохожи на земные.

Несмотря на близость к Земле, экспериментальных данных о движениях в атмосфере Венеры до последнего времени было немного. Наиболее интересной является открытая по фотографиям в ультрафиолетовых лучах известная четырехсуточная циркуляция (см. § II.1). Другие данные (например, о смещении линии терминатора, вызываемом, согласно Гирану и Гуди [313], мощными конвективными движениями), очень немногочисленны и имеют в основном косвенный характер.

Небольшое число экспериментов, проведенных на станциях «Венера», их ограниченное пространственное разнесение (500 ÷ 3000 км по обе стороны от утреннего терминатора) и относительно короткое время спуска не позволяют, конечно, по этим данным построить схему планетарной циркуляции. Вследствие медленности собственного вращения планеты, большой тепловой инерции атмосферы и отсутствия смены времен года циркуляция на Венере вероятнее всего имеет характер постоянной системы ветров и является существенно более стабильной, чем на Земле. Можно поэтому думать, что некоторые ее свойства передают результаты локальных экспериментов, хотя местные условия могут, в принципе, оказать определенное влияние.

Результаты анализа экспериментов, проведенных на АМС «Венера-4, 7, 8», суммируются на рис. 65 согласно [67]. Обращает на себя внимание хорошее согласие высотных профилей горизонтального ветра. Хотя, как было показано в § IV.3, скорость ветра, измеренная на «Венере-8», превышает данные «Венеры-4» и «Венеры-7», их профили имеют несколько общих черт: увеличение скорости ветра с высотой, почти постоянная скорость ветра в области высот 20—40 км, малость ветра вблизи поверхности. В действительности различие в данных АМС «Венера-4, 7, 8» может быть и меньше, если принять во внимание систематические погрешности измерений «Венеры-4» и «Венеры-7», а также разброс райо-

нов их спуска. Для «Венеры-4» необходимо также учесть, что измерявшаяся компонента скорости могла соответствовать не только меридиональному движению, как это принималось при первоначальной интерпретации, но и зональному движению в сторону обратного вращения Венеры. Эти соображения учтены на рис. 65, на котором профили «Венеры-4» (см. рис. 50) и «Венеры-7» (см. рис. 51)

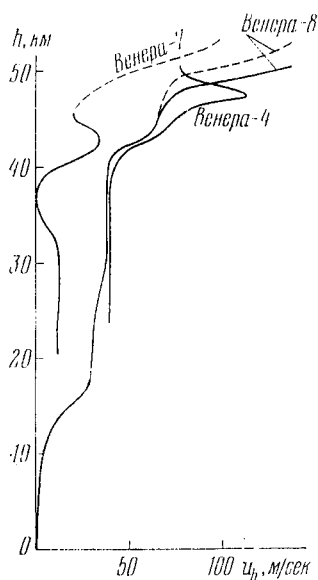


Рис. 65. Профили горизонтального ветра по совокупности измерений на АМС «Венера-4, -7 и -8».

сдвинуты как целое на величины, лежащие в пределах систематических погрешностей, причем для «Венеры-4» скорость дана в пересчете на зональную компоненту. Пунктиром показана скорость ветра, соответствующая измерениям «Венеры-7» на участке непосредственно после начала приема сигнала от СА.

Как видим, движения характеризуются постепенным нарастанием скорости горизонтального ветра почти от нуля у поверхности до ~ 100 м/сек вблизи 50 км, причем направление движения совпадает с собственным вращением планеты и движение происходит с ночной стороны на дневную через утренний терминатор. Максимум кинетической энергии в нижней атмосфере достигается на высоте 18—20 км. Измеренная скорость

ветра на высотах 20—40 км эквивалентна 90—120 м/сек у поверхности Земли; 0,5 м/сек у поверхности Венеры соответствует земной скорости ветра 3,5 м/сек *). Возможно, что скорости горизонтального ветра на ночной стороне несколько меньше, чем на дневной. Скорости вертикальных движений во всей области высот до 50 км в охваченных измерениями районах, по-видимому, не превышают $0,3 \div$

*) Имеется ввиду эквивалентность в смысле скоростного напора $\rho v^2/2$, т. е. $v_{\oplus}/v_{\oplus} = (\rho_{\oplus}/\rho_{\oplus})^{1/2}$.

$\div 0,5$ м/сек и, вероятно, еще меньше. По данным измерений «Венеры-4» и «Венеры-8» нельзя исключить возможности существования меридионального ветра в направлении от северного полюса к экватору и от экватора к южному полюсу вблизи утреннего терминатора.

Сопоставление полученных профилей скорости ветра и направлений измерившихся компонент приводит к выводу, что характер движений в атмосфере Венеры может заметно отличаться от схем циркуляции, соответствующих различным теоретическим моделям (см. §§ V.1, V.2). С оговоркой на ограниченность экспериментальных данных и на возможность наложения местных явлений, можно предполагать, что одной из схем, удовлетворяющих измерениям АМС серии «Венера», является наличие в экваториальной зоне атмосферы Венеры кругового движения, совпадающего с направлением ее собственного вращения вокруг оси.

Движение аналогичного вида, по-видимому, имеет место в атмосфере и на высотах около 100 км, к которым относятся исследования перемещения деталей на диске Венеры в ультрафиолетовых лучах. Скорости ветра на этих высотах, как мы видели, соответствуют среднему периоду циркуляции $\approx 4,5$ суток. Примерно таким же периодом могут характеризоваться движения в области начала измерений АМС «Венера», в то время как на высотах 20—40 км период циркуляции может составлять 12 суток и более. Если циркуляция такого вида является реальной, то измерения, проведенные на АМС «Венера» и относящиеся к различным участкам планеты, отражают

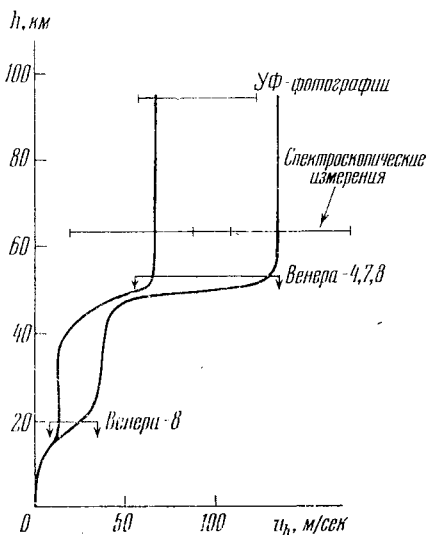


Рис. 66. «Ветровая модель» экваториальной зоны Венеры по совокупности измерений АМС серии «Венера» и наземных наблюдений.

долготно-временную изменчивость движения. Измерения дифференциального доплеровского сдвига полос CO_2 в инфракрасной области [224], относящихся уже к видимому облачному слою ($\sim 60\text{--}70$ км), также указывают на возможность движений со скоростями до 100 м/сек на этих высотах.

Используя измерения АМС серии «Венера», данные ультрафиолетовых фотографий и спектроскопических измерений, можно представить себе «ветровую модель» экваториальной зоны Венеры в виде, показанном на рис. 66. Область, ограниченная сплошными линиями, соответствует возможным вариациям скорости ветра, отвечающим различным измерениям.

Таким образом, в атмосфере Венеры, по крайней мере в слое $\lesssim 100$ км над поверхностью, по-видимому, имеет место устойчивое зональное движение типа круговой циркуляции, характеризующееся сложной зависимостью нарастания градиента скорости ветра от высоты. Можно думать, что при малой скорости собственного вращения планеты горизонтальный перенос играет значительно большую роль в выравнивании неравномерности разогрева ее атмосферы за счет изменения суточной инсоляции, чем это имеет место на Земле, где скорости горизонтальных движений обычно менее $0,1 \Lambda^*$) и достигают $1,7\text{--}1,8 \Lambda$ лишь в термосфере, на высотах $300\text{--}350$ км [379, 410]. На Венере это значение достигается уже на 10 км, а вблизи 50 км составляет около 50Λ . К тому же, в отличие от Земли, где вследствие сезонных изменений происходит перестройка стратосферной циркуляции от западной зимой к восточной летом, на Венере, очевидно, имеет место достаточно устойчивый переток газа с ночной стороны на дневную.

Эти представления подтверждаются результатами фотографирования планеты с борта космического аппарата «Маринер-10» [581]. Последовательная съемка Венеры с ультрафиолетовым фильтром ($\lambda_{\text{max}} = 3550 \text{ \AA}$) с разрешением от 130 км до 100 м позволила выявить характерные особенности пространственных движений, непосредственно связанных с областями верхней тропосферы

*) Здесь под Λ понимается линейная скорость вращения планеты на экваторе.

и нижней стратосферы. Помимо четко прослеживаемых дрейфовых движений в экваториальной зоне, отражающих систему устойчивой четырехсуточной зональной циркуляции, в структуре которой различимы отдельные пояса шириной до 100 км, обнаружено возрастание угловой скорости с ростом широты, с образованием хорошо различимой спиральной структуры и вихрей у полюсов (см. рис. 73б). На 50° широты циркуляция происходит, по-видимому, с периодом всего около двух земных суток при скорости движений также ~ 100 м/сек. В низких широтах меридиональные движения малы, каких-либо локальных крупномасштабных вихрей, подобных земным циклонам, не обнаружено. Наряду с этим, в области подсолнечной точки, в пределах нескольких десятков градусов по долготе и широте, выявляются признаки крупномасштабной ячейковой конвекции, сохраняющейся на фоне устойчивых зональных движений. Взаимодействие этих двух форм движений предположительно может приводить к возникновению возмущений, наблюдаемых в виде волновых движений вблизи полуденного меридиана *).

К сожалению, о механизме поддержания круговой циркуляции в настоящее время известно очень мало. Можно предполагать, что при относительно малой и переменной по высоте оптической плотности стратомезосферы поглощение лучистой энергии увеличивается с глубиной и приводит к возникновению интенсивной адвекции, за счет которой происходит выравнивание неравномерности разогрева. Один из возможных механизмов такой адвекции рассмотрен Гирашем [312]. Некоторым экспериментальным аналогом может служить обнаруженное в [586] обратное движение жидкости при подогреве ее медленно вращающимся источником тепла, хотя возможность применения такой аналогии к атмосфере Венеры требует дополнительных теоретических и экспериментальных подтверждений.

*) Нельзя исключить, что в стратомезосфере Венеры возбуждаются продольные волны, и наблюдаемые перемещения в ультрафиолете частично связаны с групповыми скоростями этих волновых процессов. Известно, что в земных условиях такие нерегулярные турбулентные движения приводят к групповым скоростям порядка 10 — 20 м/сек с амплитудой около 4 км и характерными длинами волн вплоть до 50 км (см., например, [93]).

Для понимания динамических процессов в атмосфере важное значение имеют данные о характере и величине составляющей движений, связанной с турбулентным переносом. По динамическим условиям и условиям термической стратификации можно ожидать, что инерционный интервал, в котором турбулентность близка к изотропной [112], в атмосфере Венеры занимает большую область пространственных масштабов, чем в атмосфере Земли. Действительно, коэффициент кинематической вязкости, величина которого определяет микромасштаб турбулентности, в атмосфере Венеры в 1,5—40 раз (в зависимости от высоты) меньше, чем в атмосфере Земли, даже вблизи поверхности. С другой стороны, так как тропопауза в атмосфере Венеры (60—70 км) расположена в 3,5—5 раз выше, чем в атмосфере Земли (11—17 км), а шкала высот превышает земную, то и верхний вертикальный масштаб инерционного интервала в атмосфере Венеры должен быть не меньше земного. Кроме того, близость температурного градиента в атмосфере Венеры к адиабатическому также способствует изотропному характеру турбулентности [112, 377].

Если считать турбулентность изотропной, то среднеквадратические величины пульсаций вертикальной и горизонтальной компонент ветра должны быть примерно одинаковы (точнее, различаться в $(4/3)^{1/2}$ раз). Как отмечалось в § IV.3 при анализе результатов измерений на АМС «Венера», характерный масштаб турбулентности имел величину 100—200 м, что больше величины $l_{\min}$; в этом случае пульсации горизонтальной компоненты ветра практически не должны были влиять на вертикальную скорость аппарата. Поэтому вследствие малости угла ζ (см. рис. 47) наблюдавшиеся пульсации следует относить в основном к вертикальной компоненте скорости ветра [66, 377]. Небольшая величина пульсаций ниже 40 км указывает, во-первых, на малость конвективных токов, что не противоречит ранее сделанным оценкам η по измерениям температуры и давления (см. рис. 48), и во-вторых, на малость градиентов горизонтальной скорости ветра (очевидно, за исключением области высот от 12 до 18 км, согласно данным «Венеры-8»).

Присутствие турбулентности между 40 и 55 км согласуется с наблюдавшимися на этих высотах значительными

градиентами скорости ветра. Если в качестве критерия развития турбулентности использовать число Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{\bar{T}} \frac{\gamma - \gamma_a}{\beta^2}, \quad (IV.29)$$

где $\beta = \frac{du_h}{dh}$ — градиент

скорости ветра в слое со средней температурой $\bar{T}$, то турбулентность с большой вероятностью должна присутствовать на высотах, на которых выполняется условие $Ri < Ri^*$.

Критическое число Ричардсона $Ri^* \simeq 0,5-1,0$. На рис. 67 показаны числа Ri , рассчитанные по данным измерений скорости ветра с использованием полученных ранее значений

реального и адиабатического градиентов температуры γ и γ_a согласно [377]. Как видим, на высотах 46—53 км $Ri \leq Ri^*$; ниже 45—40 км $Ri \geq Ri^*$, что согласуется с наблюдавшимся характером пульсаций.

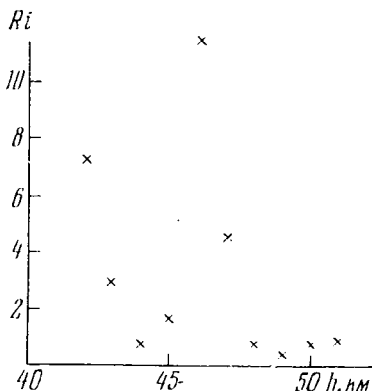


Рис. 67. Изменение числа Ричардсона (Ri) в зависимости от высоты для измеренных параметров атмосферы.

§ IV.7. О природе и структуре облаков

Проблема венерианских облаков продолжает оставаться чрезвычайно сложной и вызывает большой интерес.

Основным источником информации об облаках служат в настоящее время наблюдаемые с Земли оптические характеристики планеты, данные о структуре ее атмосферы и результаты измерений освещенности на АМС «Венера-8». Рассмотрение оптических характеристик Венеры на основе наземных наблюдений и результатов измерений освещенности содержится в главе V. Там же приведены оценки ожидаемых параметров облаков, которым удовлетворяют модели, интерпретирующие экспериментальные данные.

Здесь мы коснемся вопроса о природе облаков главным образом с точки зрения возможных составляющих венерианской атмосферы.

Совокупность имеющейся информации об оптических характеристиках, химическом составе атмосферы и высотных профилях $T(h)$ и $P(h)$, к сожалению, не позволяет прийти к однозначному выводу о том, из чего состоят венерианские облака. В качестве наиболее вероятных составляющих до последнего времени назывались водяные капли, ледяные кристаллы и пыль. Вместе с тем, основываясь на сопоставлении лабораторных спектров различных веществ со спектрами Венеры, а также уже высказывавшихся соображениях об эффективности процессов дегазации горячей поверхности планеты, были выдвинуты предположения о наличии в атмосфере конденсатов более сложной природы в твердой и жидкой фазах и образовании многослойной структуры облаков.

Заметим, что вследствие эффективности конвективных и турбулентных процессов на высотах формирования облаков положение их верхних границ и отношение смеси компонент, испытывающих фазовые превращения, может не сохраняться неизменным, на что обратили внимание Гиращ и Гуди [313]. Это обстоятельство могло бы дополнительно усложнить структуру венерианских облаков.

Среди разнообразных гипотетических аэрозолей, входящих в состав облаков на Венере, далеко не все являются в одинаковой степени вероятными. Значительная часть исключается по тем или иным соображениям, в основе которых лежат наблюдательные данные и их сопоставление с лабораторными экспериментами.

Значительное содержание в атмосфере пыли определено отвергается результатами фотометрических измерений на «Венере-8» характера ослабления солнечной радиации (см. § V.3) и данными радиоастрономии [464].

Можно исключить твердую углекислоту вследствие слишком низкой температуры конденсации, не достигаемой в атмосфере Венеры. Правда, если исходить из возможности существования мезопаузы с температурой $T_m \simeq 150^\circ\text{K}$, на что указывают результаты анализа измерений «Маринера-5» (см. рис. 57), то в верхних облас-

тях венерианской стратомезосферы какая-то доля твердой углекислоты могла бы входить в состав обычно предполагаемой «дымки».

По результатам сопоставления наблюдаемых и лабораторных спектральных характеристик отвергается мономерная или частично полимеризованная окись углерода состава C_3O_2 из-за отсутствия хорошо проявляющихся узких минимумов в спектре поглощения твердого C_3O_2 на $\lambda\lambda$ 2,27 и 2,67 $\mu\text{м}$, а также широкой области сильного поглощения между $\lambda\lambda$ 2,9 и 3,4 $\mu\text{м}$ [456]. Кроме того, равновесное давление паров над облаками C_3O_2 существенно превышало бы верхний спектроскопический предел содержания газообразного C_3O_2 (см. табл. 11). По этой же причине, а также из-за отсутствия характерных признаков в спектре Венеры (например, области поглощения на λ 2,4 $\mu\text{м}$ [454]) и термодинамической нестабильности в слабоокислительной среде Льюис [399, 400] исключает гидрокарбонаты и другие органические соединения.

Вместе с тем Сурков и др. [153а] допускают наличие в облаках водных и безводных солей (карбонатов и гидрокарбонатов) аммония, конденсирующихся при температурах ниже 330 °К и представляющих собой вещество белого цвета, с коэффициентом преломления $n \simeq 1,53$. Существование чисто аммонийных облаков невозможно вследствие низкого спектроскопического предела содержания NH_3 и свойственного им низкого коэффициента преломления, несовместимого с наблюдениями. Исходя из подходящих характеристик наблюдаемого поглощения в области $\lambda\lambda$ 3,0—3,3 $\mu\text{м}$, Койпер [394] предложил хлористый аммоний NH_4Cl . Однако еще лучшее согласие со спектром Венеры в этом интервале дают ледяные кристаллы. К тому же коэффициент преломления для кристаллов NH_4Cl слишком высок ($n = 1,61$), что совершенно не согласуется с оценками, следующими из поляриметрических измерений (см. § V.3).

Из других возможных компонент облаков назывались силикаты и продукты их реакций в присутствии HCl и HF при температурах $T \lesssim 500$ °К, а также частично гидратированное хлористое железо. Их присутствие маловероятно, поскольку лабораторные характеристики отражения большинства этих веществ несовместимы с отражательным спектром Венеры. Кроме того, при наличии

силикатной пыли на верхней границе облаков было бы затруднительно объяснить наблюдаемое значение цветового избытка («желтоватую окраску») Венеры [171, 172]. Принятие гипотезы о присутствии в облаках гидратов FeCl_2 [394] потребовало бы равновесного отношения смеси H_2O приблизительно на один-два порядка меньше

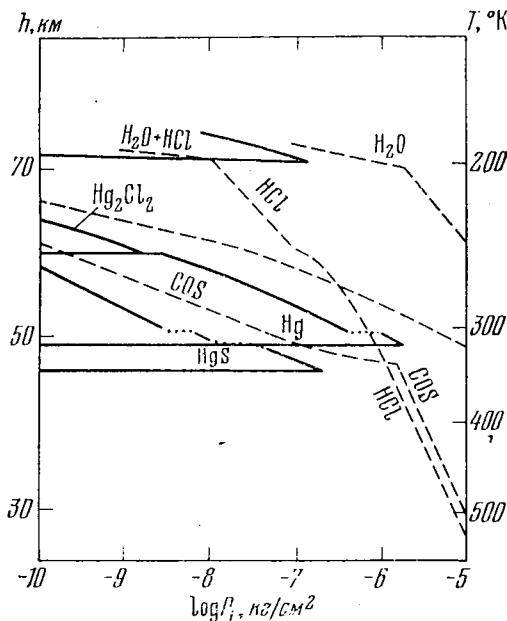


Рис. 68. Структура гипотетических облаков в системе H, C, N, O, S, Cl, F, Hg для одной из моделей при парциальном давлении $P_{\text{Hg}} = 2 \cdot 10^{-4}$ бар (согласно [400]). Сплошные линии — облака, прерывистые — газы.

спектроскопической оценки содержания водяного пара в атмосфере Венеры. Крукшенк и Томсон сделали, кроме того, вывод о неубедительности отождествления с электронной полосой Fe^{2+} особенностей в спектре около 1 мкм, 0,5 и 0,39 мкм [257].

Напомним, наконец, об упомянутой в § IV.6 гипотезе существования конденсатов ртути и ртутно-галогеновых соединений. Расположение соответствующих слоев в атмосфере Венеры для одной из моделей, рассмотренных Льюисом [400], показано на рис. 68. С ней интересно сопо-

ставить кривую на рис. 64, аппроксимирующую высотный профиль ослабления радиоволн в эксперименте на «Маринере-5». Хотя это сопоставление выглядит довольно убедительным, а использованные в расчетах параметры ртутно-галогеновых облаков (размеры частиц $r \simeq 20$ мкм, плотность 300—400 см⁻³) в целом соответствуют характеристикам плотного водяного облака на Земле, тем не менее факт их существования в атмосфере Венеры представляется довольно проблематичным.

Естественно рассмотреть казалось бы наиболее очевидную возможность образования на Венере водно-ледяных облаков. Значительное содержание водяного пара, определенное по результатам газового анализа на АМС «Венера-4 — 6» (см. табл. 11), делает обоснованным предположение о существовании облаков из H₂O наряду с конденсатами другой химической природы.

На рис. 69, а показана фазовая диаграмма для H₂O, позволяющая оценить расположение уровней конденсации водяного пара и протяженность водно-ледяных облаков для различных отношений смеси $f_{\text{H}_2\text{O}}$. Пунктирная кривая соответствует в координатах $P - T$ высотным профилям давления и температуры для модели стратомезосферы с $T_{\text{M}} \simeq 195$ °К, штрих-пунктир — согласно данным измерений «Маринера-5» (см. рис. 57). Как видим, при отношении смеси $f_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-2}$ для обоих вариантов структуры стратомезосферы конденсация должна начинаться при температуре $T = 264$ °К и давлении $P = 0,25$ кг/см², т. е. на уровне $h \simeq 59$ км. С возрастанием высоты и, соответственно, с падением температуры фазовые переходы пар — лед должны преобладать над фазовыми переходами пар — вода (если не допускать наличия слишком сильно переохлажденных капель, теоретически могущих существовать в земных условиях вплоть до температуры -40 °С [165]).

Из рис. 69, а следует, что во всей заштрихованной области между точками 1 и 2 выполняется условие $e = E(T)$, т. е. равенство парциального давления водяного пара e упругости (давлению) насыщающего пара $E(T)$ над водой или над льдом, которому соответствует жирная линия 1—2. Сублимация должна происходить, таким образом, вплоть до уровня с температурой $T = 198$ °К и давлением $1,4 \cdot 10^{-5}$ кг/см², т. е. до высоты $h \simeq 100$ км,

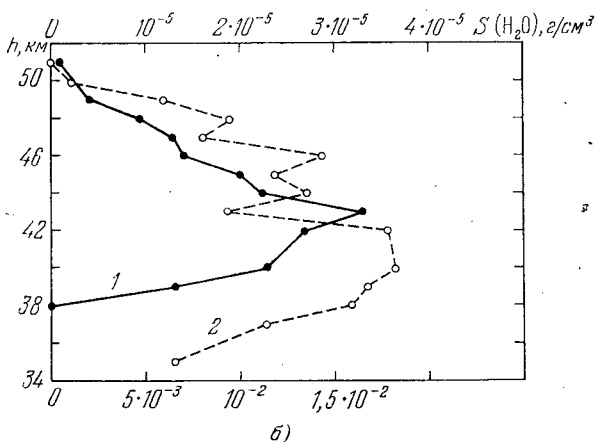
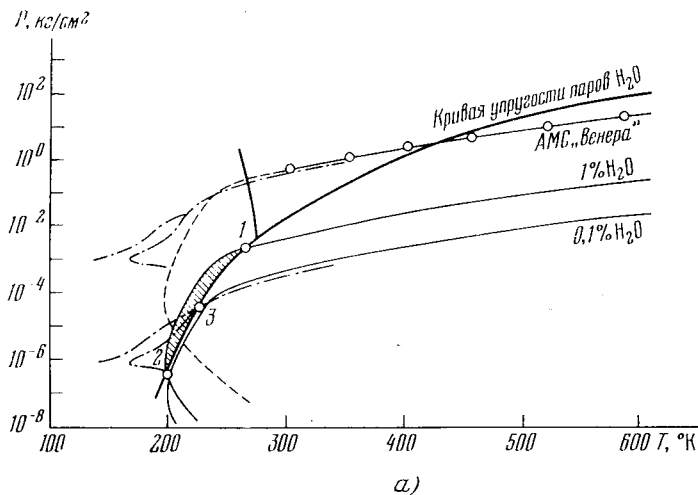


Рис. 69, а) Фазовая диаграмма воды вместе с результатами измерений температуры и давления в координатах $P - T$ (сплошная кривая с точками — данные АМС «Венера», пунктир — модель стратомезосферы [99], штрих-пунктир — измерения «Маринера-5», тонкие линии соответствуют относительным содержаниям водяного пара 1% и 0,1%). Заштрихованная площадь отвечает области конденсации и сублимации H_2O . В точке 1 $T = 264^\circ K$, $P = 0,25 \text{ кг/см}^2$, $h = 59 \text{ км}$, в точке 2 $T = 198^\circ K$, $P = 1,40 \cdot 10^{-5} \text{ кг/см}^2$, $h = 107 \text{ км}$, в точке 3 $T = 225^\circ K$, $P = 2,68 \cdot 10^{-4} \text{ кг/см}^2$, $h = 76 \text{ км}$. б) Распределение содержания жидкой воды (1) и водяного пара (2) с высотой в атмосфере Венеры по Рихтеру [471].

в слое толщиной свыше 40 км. Можно предполагать, однако, что эффективная протяженность облаков существенно меньше (~ 10 км) вследствие гравитационного оседания частиц в соответствии с законом Стокса, особенно в верхней части облака, где давление и восходящие токи малы. Это согласуется с представлениями о размытости верхней границы венерианских облаков, известной из наземных наблюдений [117]. Заметим, что высота этой границы, примерно соответствующая уровню с давлением около 0,05 атм, независимо подтверждается рядом других аргументов, связанных с интерпретацией отражательных характеристик Венеры и подробно рассмотренных в работах [119, 238, 461, 479].

Если исходить из предположения, что отношение смеси $f_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 10^{-3}$, то согласно фазовой диаграмме на рис. 69, а в первом случае (модельное распределение) условие $e = E(T)$ не достигается совсем, а во втором (данные «Маринера-5») выполняется выше того уровня, где температура и давление составляют $T \simeq 230^\circ\text{K}$, $P \simeq 6 \cdot 10^{-2}$ кг/см², т. е. начиная с высоты 67 км. С точки зрения выбора между рассматриваемыми возможностями весьма характерен рис. 57, на котором пунктиром показаны различия в значениях γ при переходе от сухо- к влажно-адиабатическому градиенту и нанесены линии насыщения для различных отношений смеси $f_{\text{H}_2\text{O}}$. Довольно резкое изменение измеренного температурного профиля на уровне около 59 км и его тенденция к влажной адиабате свидетельствуют в пользу начала конденсации или сублимации при отношении смеси $\sim 10^{-2}$, в согласии с результатами измерений содержания водяного пара на АМС «Венера-4—6».

Влажноадиабатический градиент, учитывающий выделение скрытой теплоты парообразования, обычно записывается в виде (см. [108]):

$$\gamma_a^* = \gamma_a \frac{1 + \mu_{\text{H}_2\text{O}} \frac{LE}{PkT}}{1 + \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}^2}{\mu_{\text{CO}_2}} \frac{L}{PC_p} \frac{d\varepsilon}{dT}}, \quad (\text{IV.30})$$

где γ_a выражается согласно (IV.12), а $L = L(T)$ — скрытая теплота фазового перехода ($L \simeq 610$ кал/г для перехода пар-вода и $L \simeq 690$ кал/г для перехода пар — лед).

В отличие от $E(T)$, $L(T)$ обычно слабо зависит от температуры.

Выразив производную dE/dT через уравнение Клапейрона — Клаузиуса и подставляя известные численные значения входящих величин, Обухов и Голицын [123] получили упрощенные выражения для оценки роли фазовых переходов пар — вода и пар — лед с целью определения характера изменения влажноадиабатического градиента по высоте путем экстраполяции выше начала уровня измерений АМС «Венера»:

$$\gamma_a^* = \gamma_a \frac{1 + 5,53 \cdot 10^3 \frac{E}{PT}}{1 + 7,26 \cdot 10^3 \frac{E}{PT^2}}, \quad (\text{IV.30'})$$

$$\gamma_a^* = \gamma_a \frac{1 + 6,26 \cdot 10^3 \frac{E}{PT}}{1 + 9,31 \cdot 10^3 \frac{E}{PT^2}}. \quad (\text{IV.30''})$$

Вычисленные ими значения E/P для отношений смеси $7 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-3} также довольно хорошо согласуются с экспериментально найденным изломом в профиле $T(h)$ вблизи уровня конденсации и его ходом внутри облаков в случае $f_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 7 \cdot 10^{-3}$.

Заштрихованная область между точками 1—2 на рис. 69, а характеризует удельное содержание влаги в жидкой и твердой фазах (водность) гипотетических облаков из H_2O , определяемую из соотношения

$$M_0 = \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}}{RT} (e - E). \quad (\text{IV.31})$$

Подстановка соответствующих величин дает при $f_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 10^{-2}$ среднюю величину водности по толщине облака $M_0 \simeq 0,6 \text{ г/м}^3$. С предельной оценкой интегрального содержания воды в жидкой фазе, приведенной в § IV.5, легче согласовать величину M_0 для $f_{\text{H}_2\text{O}} \leq 0,5 \cdot 10^{-3}$. Как уже отмечалось; при толщине облачного слоя 7—8 км [123] полученному значению B соответствует $M_0 \leq 0,4 \text{ г/м}^3$.

Интересные результаты о возможной структуре облачного слоя Венеры получил Рихтер [471] на основе анализа

поглощения радиоизлучения в эксперименте радиопросвечивания на «Маринере-5». Сравнив потери и коэффициент преломления в этом эксперименте с расчетными для атмосферы, содержащей 100% CO_2 , и предположив, что это различие обусловлено наличием водяного пара и жидко-капельной воды, он разделил эти компоненты и определил высотные профили их содержания (рис. 69, б). Верхний предел интегрального содержания жидко-капельной воды составил

$$B \leq 0,35 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2},$$

что близко к $B \leq 0,3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, определенному Кузьминым и Ветухновской [87].

Гипотеза облаков из H_2O встречается с определенными трудностями, к которым приводят результаты наземных оптических наблюдений. На этом основании возможность водно-ледяной природы венерианских облаков подвергается серьезным сомнениям [119, 183, 336, 469]. Рассмотрим основные из выдвинутых возражений.

В целом ряде работ возможность существования на Венере облаков из H_2O отвергается в связи с почти полным отсутствием в спектре планеты характерных для льда депрессий в полосах $\lambda\lambda$ 1,5 и 2,0 $\mu\text{м}$.

Койпер [388, 389, 391, 392], получивший с высотного самолета спектры отражения Венеры с разрешением $\sim 20 \text{ см}^{-1}$, поставил под сомнение более ранние результаты Боттема и др. [220], нашедших соответствующие депрессии в спектрах, полученных с высотного баллона при существенно меньшем разрешении. Отождествление указанных спектральных характеристик представляет собой не простую задачу в связи с влиянием сильных поглощающих полос углекислого газа в этих же областях, особенно вблизи $\lambda = 2,0 \mu\text{м}$ (триада полос CO_2 , см. рис. 71, а). Подробный анализ спектра отражения среды, в которой происходит многократное анизотропное рассеяние, был проведен по результатам решения уравнения лучистого переноса в приближении Шустера — Шварцшильда Саганом и Поллаком [461, 479]. Авторы пришли к выводу о возможности отнести небольшие минимумы в спектре на 1,5 и 2,0 $\mu\text{м}$ за счет отражения, присущего ледяным облакам, и только частично — за счет поглощения в полосах CO_2 , имеющего место в атмосфере над облаками. Ими же

было отмечено, что в пользу ледяных кристаллов свидетельствует очень слабое отражение во всей области $\lambda\lambda\ 3,0 \div 3,3\ \text{мкм}$, поскольку лед обладает фундаментальной полосой поглощения с центром на $\lambda = 3,1\ \text{мкм}$.

На основании изучения лабораторных спектров отражения ледяных кристаллов различной дисперсности в спектральном интервале $0,9\text{—}3,4\ \text{мкм}$ Пламмер [454] пришел к выводу, что депрессии на $1,5$ и $2,0\ \text{мкм}$ в спектре Венеры могут быть обусловлены частицами льда с характерными размерами $r \simeq 2\ \text{мкм}$. Этот вывод сделан, однако, при достаточно сильном ограничении, а именно, что оптическая толщина ледяного облака $\tau_c \leq 10$. Пламмер [455] высказал также предположение о возможности определенной недооценки величины депрессии при истолковании койперовских спектрограмм, если в качестве спектра сравнения используется спектр отражения Луны, поскольку Луна не является серым отражателем. По его оценкам степень поглощения в CO_2 на $\lambda = 1,93\ \text{мкм}$ и на $\lambda = 2,05\ \text{мкм}$ отличается от наблюдавшегося Койпером в спектре Венеры минимума соответственно на 14 и 30%, что приближает измеренный характер поглощения на Венере к ледяным облакам.

Результаты теоретического анализа, выполненного Хансеном и Чини [333, 334] с использованием численных методов, можно согласовать с представлениями о водно-ледяной природе видимых облаков только при условии существования приблизительно 20-процентной депрессии в континууме $\lambda = 2,0\ \text{мкм}$ и если опять же допустить, что $\tau_c^1 \leq 10$. Между тем результаты численных расчетов (методом статистических испытаний) спектрального альбеда в ближней инфракрасной области ($1,4\ \text{мкм} \leq \lambda \leq 3,2\ \text{мкм}$) для облачного слоя с $\tau_c \sim 10$, проведенные Крековой и др. [560], привели авторов к выводу о том, что при учете совокупного эффекта многократного рассеяния и поглощения на частицах льда и поглощения CO_2 основное влияние на формирование полос $\lambda\lambda\ 1,5\ \text{мкм}$ и $2,0\ \text{мкм}$ оказывает последнее, причем увеличение τ_c влияет сравнительно слабо. На этом основании они считают, что предположение о ледяных облаках по крайней мере не противоречит измеренному спектру планеты (при осреднении на интервалах $\Delta\lambda \approx \approx 0,05\ \text{мкм}$).

Против ледяной природы облаков свидетельствует крайне низкое содержание водяного пара вблизи верхней границы облачного слоя, к которой относятся спектроскопические и поляриметрические измерения *). Следует, конечно, иметь в виду существующие неопределенности в оценках расположения в атмосфере уровня, которому принадлежит альbedo Венеры в континууме ближней инфракрасной области спектра, а также трудности в объяснении наблюдаемой фазовой зависимости отдельных линий поглощения. С падением температуры до $160\text{--}180^\circ\text{K}$ можно согласовать уменьшение отношения смеси H_2O вплоть до величин $10^{-6}\text{--}10^{-5}$, отвечающих спектроскопическим данным, если относить эти оценки к уровням с температурой приблизительно на 60°K ниже обычно приводимых оценок температуры формирования линий поглощения H_2O , что, однако, маловероятно (см. [119, 551]). Едва ли на высоту уровня сильно влияет, в частности, допущение об однородной рассеивающей среде, хотя из рис. 57 отчетливо виден довольно неоднородный характер структуры атмосферы в области высот примерно от 60 до 80 км, а профили $T(h)$ получены при осреднениях с пространственными размерами в несколько сотен километров, что связано с методикой измерений [305]. (Одна из возможных причин такого характера кривой $T(h)$ — то, что облачность не сплошная, а со значительными разрывами, т. е. неоднородность структуры облаков в пределах сферического слоя толщиной около 20 км).

Коэффициент преломления на верхней границе облаков согласно поляриметрическим наблюдениям ($m = 1,44 \pm 0,02$) значительно отличается от коэффициента преломления для водяных капель и льда ($m = 1,31\text{--}1,33$). К возрастанию m могут привести водные растворы некоторых соединений, присутствующих в атмосфере Венеры. Льюис [402] выдвинул предположение об обогащении облаков и дымки водным раствором HCl . Как показывает анализ соответствующих фазовых диаграмм состоя-

*) Интересно заметить, что количество осажденной воды на этом уровне при $T \simeq 250^\circ\text{K}$, примерно соответствующее порогу обнаружения H_2O , оказывается почти в 40 раз меньше количества H_2O , регистрируемого в атмосфере Марса при существенно более низкой температуре $T \simeq 210^\circ\text{K}$ (см. [487a]).

ния, спектроскопически определенным равновесным содержаниям HCl и H_2O в газовой фазе отвечает 6-молярный водный раствор HCl (25-процентной весовой концентрации) при температуре над раствором около 200°K . На рис. 70 показаны изоплеты коэффициента преломления раствора HCl в зависимости от весовой концентрации и температуры, согласно лабораторным измерениям и

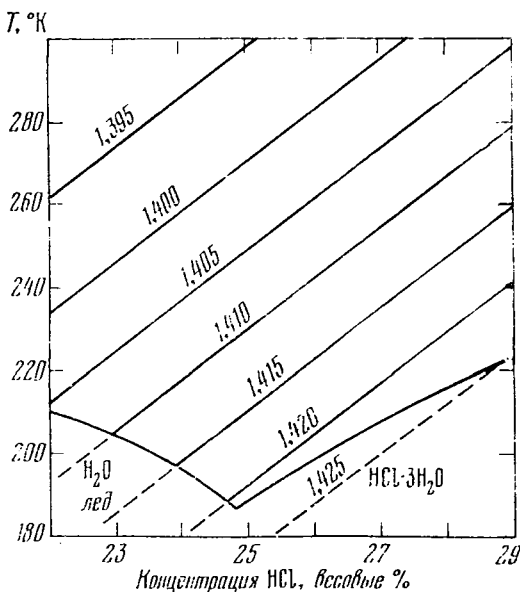


Рис. 70. Изоплеты коэффициента преломления водного раствора HCl в зависимости от температуры и весовой концентрации (согласно [402]).

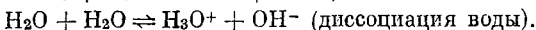
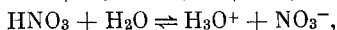
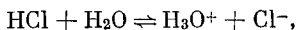
результатам вычислений по уравнению Лоренц — Лоренца при низких температурах. В случае, которому отвечает 25-процентный раствор HCl и $T \simeq 200^\circ\text{K}$, коэффициент преломления $n \simeq 1,42$ оказывается в непосредственной близости к значению, полученному для Венеры. Спектральные характеристики водного раствора HCl при $T = 205^\circ\text{K}$ оказываются в хорошем согласии со спектром Венеры между 3 и $4,5 \text{ мкм}$ (см. рис. 71, а), мало отличаясь от спектра H_2O , а небольшие изменения в ближней ультрафиолетовой области при добавлении HCl можно было бы объяснить за счет присутствия в кислоте гид-

роксоний-ионов H_3O^+ [338] *), обладающих широкой полосой поглощения в области $\lambda\lambda$ 3—5 $\mu\text{м}$ и в более длинноволновом диапазоне. Требуемая температура, однако, существенно ниже температуры формирования спектральных линий $T \simeq 250^\circ\text{K}$, хотя присутствие H_3O^+ могло бы, в принципе, привести к изменению интенсивности вращательных линий в полосах CO_2 и некоторому отличию измеряемой температуры от температуры на эмиссионном уровне.

Различные ограничения, с которыми сталкиваются предполагавшиеся до сих пор составы венерианских облаков, оказывается возможным преодолеть в рамках гипотезы о концентрированном (~ 75 —80%) водном растворе серной кислоты. Эта, пожалуй, наиболее экзотическая гипотеза была в самое последнее время независимо выдвинута Силлом [498] и Э. Янгом [550]. В рамках этой гипотезы находят объяснение поляриметрические и спектрометрические данные наблюдений; ей благоприятствует и ряд химических аргументов.

Показатель преломления облаков, состоящих из H_2SO_4 ($1,442 \pm 0,001$) соответствует определенному для Венеры. Поскольку температура замерзания гидратов серной кислоты находится в пределах приблизительно 235—250 $^\circ\text{K}$, это объясняет сохранение жидко-капельного состояния облачных частиц вблизи верхней границы облаков, на что указывают поляриметрические наблюдения **). Замечательные высушивающие свойства

*) Здесь уместно заметить, что с точки зрения теории электролитической диссоциации кислотой (НА) называют соединение, диссоциирующее в водном растворе с образованием гидратированных ионов (гидроксоний-ионов) и кислотного остатка: $\text{HA} + x\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_3\text{O}^+ + \text{A}^-(\text{H}_2\text{O})_m$ [227a]. Все общие свойства кислот принадлежат иону H_3O^+ . Протонный обмен кислоты с водой заключается в том, что кислота способна отщеплять протоны H^+ , а вода соединяется с ними, образуя H_3O^+ -ион. Поэтому в водных растворах не существуют свободные протоны, а присутствуют только ионы гидроксония, сольватированные молекулами воды. Например:



**) Сферичность и однородность частиц облаков следует из факта повышения четкости радуг с переходом в более коротковолновую область спектра [337].

H_2SO_4 легко объясняют причину чрезвычайно низкой регистрируемой влажности атмосферы выше облачного слоя. Так, давление водяного пара над 75%-ным раствором серной кислоты составляет около 1%. С этой точки зрения гораздо менее подходящими агентами являются азотная и фосфорная кислоты, поскольку не обладают химическим сродством с водой; к тому же у них заметно отличный показатель преломления при $T \simeq 250^\circ \text{K}$.

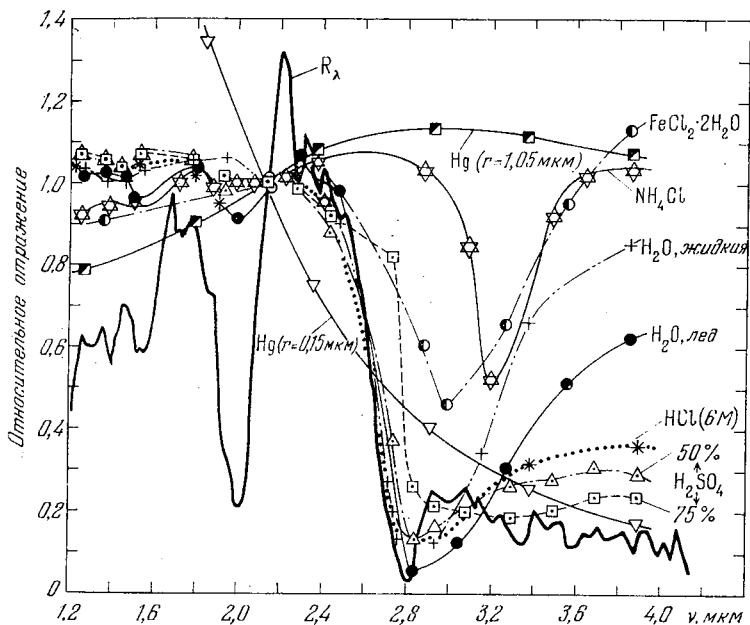


Рис. 71 а. Спектр отраженного излучения Венеры (R_λ) в области 1—4 мкм в сопоставлении со спектральными характеристиками воды, льда, ртути, хлористого железа, хлористого аммиака и водных растворов серной и соляной кислоты (согласно [464a]).

В пользу облаков из H_2SO_4 свидетельствует ряд спектральных характеристик Венеры. В удовлетворительном согласии с этим предположением оказывается, в частности, сильное уменьшение отражения в спектральной области $\lambda\lambda$ 3,2—3,6 мкм и эмиссионный спектр в области 7—14 мкм, прежде всего широкая депрессия на $\lambda=11,2$ мкм.

Особенности спектра Венеры в указанных областях в сопоставлении с лабораторными спектральными характеристиками гидратов H_2SO_4 и ряда других соединений воспроизведены на рис. 71а, б. Рис. 71а содержит результаты недавних измерений спектрального альбеда Венеры в ближней инфракрасной области с высотного самолета, проведенных Поллаком и др. [464а] при помощи спектрометра с круговым интерференционным фильтром и охлажденным до 77°K детектором PbS в качестве приемника. На основании анализа этих спектров авторы пришли к выводу о том, что из большого класса рассмотренных веществ наилучшим образом с отражательными характеристиками Венеры в полосе 3 мкм согласуется 75%-ный раствор H_2SO_4 . Депрессии на $\lambda\lambda$ 1,4; 1,6; 2,0 и $2,8\text{ мкм}$ объясняются за счет поглощения в CO_2 . Из измерений

следует, что $\frac{R_{\lambda=2,0}}{R_{\lambda=1,0}} \simeq 1,6$,

в хорошем согласии с полученной ранее оценкой Койпера (см. [555]). В лабораторном спектре H_2SO_4 не проявляются такие особенности, однако Поллак и др. [583] отмечают возможность наличия в облаках растворенных в кислоте

примесей, в частности железа в виде трехвалентного иона Fe^{3+} , присутствующего в растворах солей. Подобная гипотеза применительно к гипотетическим облакам, обогащенным раствором HCl , раньше была высказана Халпке [338] для объяснения наблюдаемого сильного уменьшения спектрального альбеда Венеры в ультрафиолете и желтоватой окраски облаков.

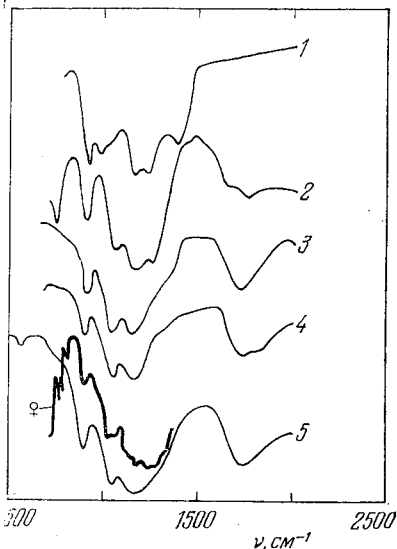


Рис. 71б. Спектр собственного инфракрасного излучения Венеры в области $7 - 14\text{ мкм}$ в сопоставлении с твердыми и жидкими гидратами H_2SO_4 : 1—100%, твердая H_2SO_4 , 2—84,5%, твердая $\text{H}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$, 3—73,15%, твердая $\text{H}_2\text{SO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, 4—57,7%, твердая $\text{H}_2\text{SO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, 5—10 мкм, 78,5%, жидкая H_2SO_4 [550]

Присутствие H_2SO_4 представляет интерес и с точки зрения возможного объяснения отмечавшихся особенностей в поведении измеренных кривых $T(h)$, $\rho(h)$ и характере ослабления радиоволн. В частности, выделение значительного количества тепла при образовании растворов в нижележащей атмосфере, при $f_{\text{H}_2\text{O}}$, примерно соответствующем данным прямых измерений, должно приводить к отличию температурного профиля от адиабатического, более заметному, чем в случае влажной адиабаты.

Количество серной кислоты, потребное для образования плотного облачного слоя, оказывается небольшим, согласующимся с космической распространенностью серы и ее ожидаемым поступлением в атмосферу из недр за счет вулканических извержений. В противном случае трудно объяснить крайне низкий верхний предел содержания сернистых соединений согласно данным табл. 11. Вместе с тем, их исчерпанию из атмосферы за счет связывания в реакциях с поверхностными породами могло бы препятствовать разрушение сульфатов при высоких температурах в присутствии HCl [550].

При 76%-ной концентрации раствора на уровне с $P = 50$ мбар равномерный слой капель диаметром 2,2 мкм обеспечил бы $\tau \sim 1$. В этом случае потребное количество H_2SO_4 составит, по оценкам Янга, примерно $0,29 \text{ мг/см}^2$, или по отношению к содержанию CO_2 $2,3 \cdot 10^{-6}$. Если же исходить из условия постоянства весовых отношений H_2O и H_2SO_4 ниже уровня видимых облаков и предположить, что 99% воды на этом уровне связано серной кислотой, то при $f_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{-3}$ содержание H_2SO_4 оказывается приблизительно на три порядка больше. Неопределенность здесь связана с разбросом в оценках степени выпадения капель, зависящей от интенсивности перемешивания.

В протяженном облаке количество воды должно увеличиваться с глубиной за счет высвобождения связанной воды из капель раствора при повышении температуры, что будет приводить к изменению концентрации раствора H_2SO_4 . В свою очередь, от общего содержания воды в атмосфере зависит как концентрация раствора, так и протяженность облаков. Оценки равновесного соотношения между газовой фазой и облачными каплями на различных уровнях в атмосфере, при сохранении постоянства весо-

вых функций H_2SO_4 и H_2O на каждом уровне, показаны на рис. 72 согласно [550]. Если $f_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-3}$, практически вся вода при $T \simeq 273^\circ\text{K}$ еще сосредоточена в каплях, и равновесному давлению паров соответствует 76%-ный раствор H_2SO_4 . Облака могли бы в этом случае простираться до уровня кипения при $T = 533^\circ\text{K}$ и $P = 14 \text{ атм}$ ($h \simeq 26 \text{ км}$), которому отвечает концентрация раствора $\text{H}_2\text{SO}_4 \sim 98,3\%$.

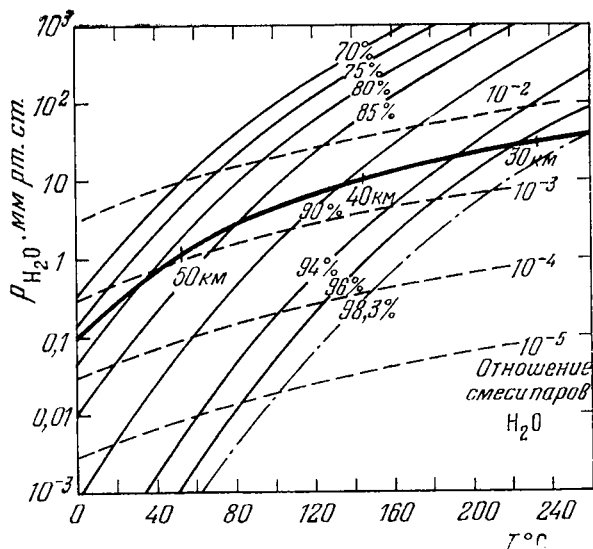


Рис. 72. Диаграмма равновесного состояния конденсата H_2SO_4 с газовой фазой при различных отношениях смеси H_2O и в зависимости от температуры (согласно [550]). Тонкие кривые — давления паров для различных процентных концентраций водного раствора H_2SO_4 . Пунктир — отношение смеси паров H_2O для модели атмосферы согласно [412]. Штрих-пунктир — граница, соответствующая кипению. Жирная кривая — модель облаков из H_2SO_4 при $f_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{-3}$.

Если же $f_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-5}$, то весовая концентрация раствора даже при $T = 250^\circ\text{K}$ должна быть не менее 85% (что несколько хуже согласуется с поляриметрическими данными), а нижняя граница оказывается на уровне с $T = 373^\circ\text{K}$ и $P = 2,4 \text{ атм}$ ($h = 44 \text{ км}$). Наконец, при $f_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{-4}$ облака должны оканчиваться вблизи $h \sim 35 \text{ км}$, где обнаружено сильное изменение характера ослабления солнечной лучистой энергии с глубиной по данным «Венеры-8» (см. гл. V).

Таким образом, ряд данных определенно свидетельствует в пользу представлений о том, что видимые облака могли бы состоять из концентрированных растворов кислот, прежде всего H_2SO_4 . Тем не менее необходим более детальный анализ этой интересной идеи, и конечно, прямой

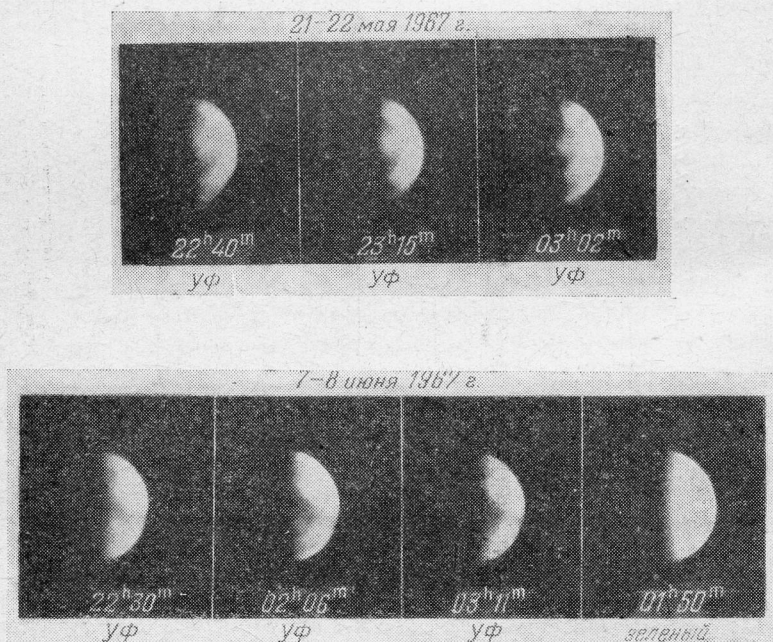


Рис. 73а. Фотографии Венеры в ультрафиолетовых лучах по наземным наблюдениям в Нью-Мехико. Для сравнения показана фотография в зеленом свете. Внизу указаны моменты наблюдений. Фотографии любезно предоставлены Б. Смитом.

эксперимент, прежде чем можно будет сделать более определенные выводы о составе венерианских облаков.

С оценкой высоты расположения верхней границы облаков, получаемой из анализа фазовых переходов, можно согласовать приведенную в главе I величину «оптического радиуса» Венеры, определенную из фотографических наблюдений, $R = 6120 \pm 8$ км [533]. По измерения эквивалентных ширин полос CO_2 λ 4,6 мкм вблизи нижнего соединения Венеры Мороз [119а]

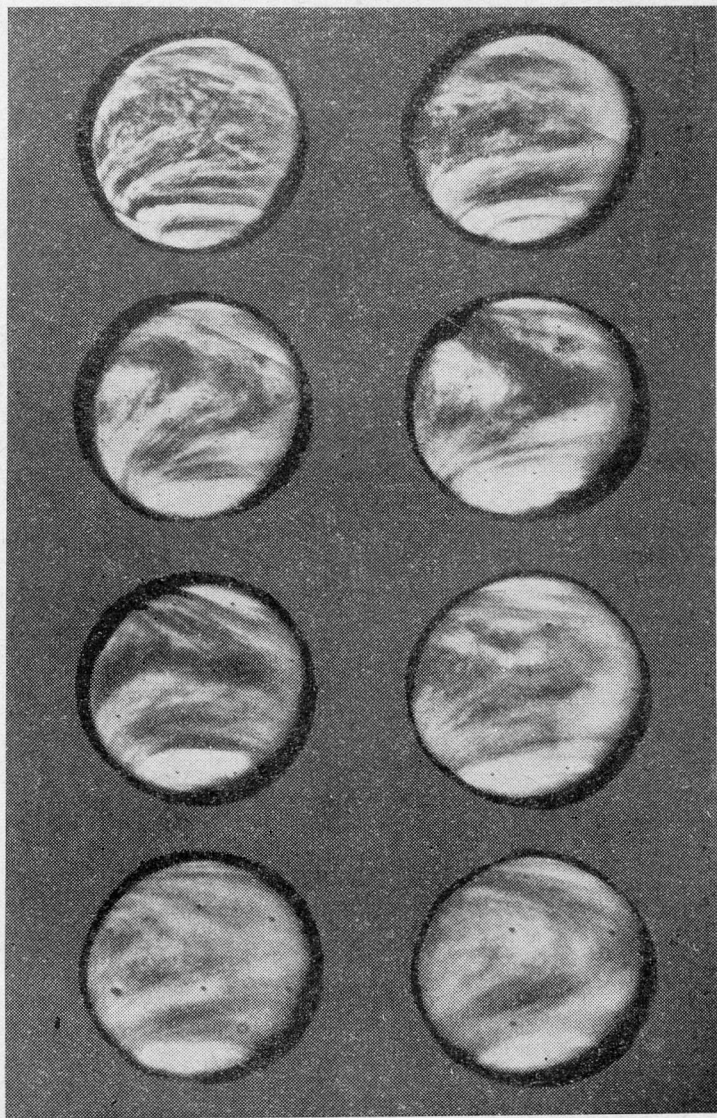


Рис 736. Фотографии Венеры, полученные при пролете аппарата «Маринер-10» с интервалами в одни сутки, начиная с $t_{\text{П}} + 1$ сутки, где $t_{\text{П}}$ — время прохождения периапсиса. Фотографии любезно предоставлены Б. Мюрреем.

обнаружил асимметрию в положении уровня формирования полос, которую можно отнести за счет того, что верхняя граница облачного слоя в полярных широтах (полярная тропопауза) расположена на 5—7 км ниже, чем в экваториальных.

Как показали фотографические измерения серпа Венеры вблизи нижнего соединения [394], видимый лимб планеты не совпадает с верхней границей сравнительно плотного слоя дымки, регистрируемой в коротковолновой области спектра. В красной и ближней инфракрасной областях эта граница оказывается равной $R_{\odot}^{*R} = 6100$ км, а в ультрафиолете ($\lambda \sim 3600$ Å) $R_{\odot}^{*UV} = 6145$ км. С последней оценкой непосредственно связана высотная привязка «ультрафиолетовых облаков». Примеры фотографий в ультрафиолетовых лучах, полученных на обсерватории Нью-Мехико и при пролете вблизи Венеры космического аппарата «Маринер-10», показаны на рис. 73, а и б. Согласно Койперу [394] наиболее сильные контрасты облачных структур проявляются в диапазоне 3200—4000 Å, с максимумом на $\lambda = 3600$ Å. Плотность атмосферы на высотах $r = 6120$ —6145 км достаточна для того, чтобы обеспечить заметное рассеяние ультрафиолета над видимой границей облачного слоя. В более длинноволновой области ($\lambda > 4000$ Å) преобладает рассеяние, а на коротковолновый участок ($\lambda < 3200$ Å) наиболее существенное влияние, по-видимому, оказывает поглощение атмосферными газами. Более подробно эти особенности рассматриваются в главе V.

§ IV.8. Некоторые соображения о происхождении и эволюции атмосферы

Содержание предыдущих параграфов убедительно свидетельствует о том, что атмосфера Венеры представляет собой уникальную газовую оболочку планеты, принципиально отличную по своим важнейшим характеристикам от атмосферы Земли. Ее основная компонента по химическому составу — углекислота (в земной атмосфере относительное содержание CO_2 в среднем 0,03%), температура у поверхности около 500 °С, давление почти 100 атм. Естественно, возникают вопросы, что привело к развитию

столь необычных условий, какие процессы обусловили образование мощной и горячей атмосферы из CO_2 и вместе с тем практически лишили планету воды. Важно понять, является ли атмосфера Венеры конечным продуктом ранней стадии эволюции или же существующие условия развились позднее в результате необратимых процессов, связанных с близостью этой планеты к Солнцу.

Основываясь на гипотезе одновременного происхождения планет Солнечной системы путем агломерации холодного вещества протопланетной газовой-пылевой туманности*), можно предположить, что первичный состав их атмосфер примерно соответствовал средней распространенности химических элементов на Солнце (см., например, [528, 529, 571]). В дальнейшем, однако, наиболее распространенные элементы, водород и гелий, были удержаны только холодными гигантскими планетами, сложившимися преимущественно из этих газов на периферии Солнечной системы. В состав же твердой железо-силикатной фазы планет земной группы, расположенных ближе к Солнцу, вошли более тяжелые и менее распространенные элементы — металлы, вместе с их окислами и сульфидами. При относительно небольших массах Земли, Венеры, Марса, Меркурия самые легкие элементы, водород и гелий, диссипировали в космическое пространство.

Исходя из современных представлений [30, 480], можно считать, что состав атмосфер планет земной группы формировался главным образом за счет выхода вулканических газов, сопровождающего процессы дифференциации вещества планеты на оболочки под воздействием гравитационной потенциальной энергии аккреции, плотностной конвекции в мантии и тепловой энергии радио-

*) В основе этой концепции по существу лежит небулярная гипотеза Канта — Лапласа, позднее в несколько ином варианте рассмотренная О. Ю. Шмидтом [567]. Подробное изложение различных гипотез происхождения планет Солнечной системы можно найти, например, в книге Левина [561]. Здесь мы лишь заметим, что подтверждением гипотезы единой и сравнительно однородной по составу протопланетной туманности служит экспериментально установленная близость отношения обилий изотопов различных элементов для Солнца, Земли и метеоритов, а также дополнительно ряд космогенных и радиогенных данных (см. [65]).

активного распада *). При этом выплавление легкоплавкого базальтического материала из мантии по механизму зонного плавления сопровождается дегазацией.

Водяной пар и углекислый газ составляют основную часть вулканических газов, образующихся в результате химических реакций при высоких давлениях и температурах в недрах планеты. Эти газы, состав которых зависит от условий протекания реакции (прежде всего от температуры) и участвующих масс вещества мантии, в различной степени растворяются в воде и вместе с нею отгоняются при извержениях. При наиболее высоких температурах в составе изверженных газов присутствуют HCl , HF , H_2S , SO_2 , при относительно низких температурах NH_4Cl , $\text{B}(\text{OH})_3$ и другие. Состав вулканических газов, согласно [30], по порядкам встречаемости приведен в табл. 13. Там же указаны относительные содержания основных газов в процентах.

Таблица 13

Состав вулканических газов

Группа	Газы	Относительное содержание (%)
I	H_2O CO_2	~ 80 ~ 15
II	H_2 , HCl , HF , S , H_2S , SO_2	
III	CH_4 , CO , Ar , N_2	
IV	NH_4Cl , $\text{B}(\text{OH})_3$, He и др.	

Табл. 13 показывает определяющую роль воды, количество которой составляет примерно 20% от объема изливающихся базальтов. Соотношение относительных содержаний H_2O и CO_2 равно приблизительно 5 : 1. Свободные

*) С плотностной конвекцией в мантии, обуславливаемой процессом химико-гравитационной дифференциации, происходящим на поверхности раздела между мантией и ядром планеты, сейчас связывается активно разрабатываемая для Земли гипотеза тектоники подвижных литосферных плит (см. [564, 565]). Тем самым предпринята попытка объяснить в рамках единой теории основные закономерности геологического развития Земли.

азот, кислород, водород в основном представляют собой вторичные продукты реакций.

Как видим, с точки зрения дегазации из недр состав атмосферы Венеры с преобладающим содержанием CO_2 , казалось бы, легче понять, чем состав земной атмосферы с преобладанием N_2 и O_2 . Можно понять и присутствие в сухой венерианской атмосфере таких компонент, как HCl и HF , которые в земных условиях вымываются из атмосферы дождями и растворены в океанах или связаны в реакциях с твердым веществом земной коры, а также серы в подтверждение гипотезы облаков из H_2SO_4 . Значительно труднее объяснить ничтожное количество воды на Венере, в тысячи раз меньшее, чем на Земле.

Разгадка причин различных эволюционных путей, пройденных планетами, следы которых отражают их сформировавшиеся газовые оболочки, очевидно, теснейшим образом связана с положением планеты в Солнечной системе, и следовательно, с ее тепловым балансом. В частности, этот факт, наряду с давлением солнечного излучения, видимо оказал влияние на термическое фракционирование вещества в протопланетной туманности, что привело к обеднению областей, расположенных ближе к Солнцу, легколетучими компонентами [561]. Можно думать, что несколько миллиардов лет назад атмосфера Земли была по составу ближе к венерианской, чем к существующей, но имела значительно меньшую плотность. Согласно наиболее распространенной гипотезе [30], решающее влияние на ее эволюцию оказали возникшие в протерозое процессы фотосинтеза, вытеснившие реакции абиогенного органического синтеза под воздействием солнечной коротковолновой радиации, что привело к возникновению биосферы и к появлению в атмосфере свободного кислорода. По другой концепции [565] более мощный механизм выноса в атмосферу кислорода может быть связан с перестройкой стехиометрии окислов железа при высоких давлениях и обусловлен процессом плотностной дифференциации вещества мантии на поверхности земного ядра. Этот механизм начинает эффективно действовать лишь после полного окисления свободного железа в мантии, и согласно расчетам для лерцолитовой модели мантии Земли, также приходится на конец протерозоя.

Появление в земной атмосфере свободного кислорода должно было вызвать окисление аммиака, входящего в состав аммонийных соединений вулканических газов, и высвобождение в атмосферу свободного азота. Будучи нейтральным газом, не вступающим в реакцию с поверхностными породами и обладающим к тому же высоким порогом диссоциации (что существенно при малой оптической толщине атмосферы), азот постепенно накапливался в атмосфере. При температуре $T_e = 275^\circ\text{K}$, если допустить, что ее первоначальное альbedo определялось целиком поверхностью и соответствовало лунному, т. е. $A \simeq 0,07$, Земля сохранила свою воду, основная масса которой сосредоточилась в океанах. Что же касается углекислого газа, выделявшегося в процессе дегазации из мантии, то при наличии жидкой воды и сравнительно низкой температуре он преимущественно аккумулировался в земной гидросфере и карбонатах осадочных пород за счет связывания с окислами металлов, освобождающимися при реакциях серпентинизации и каолинизации.

Другой характер эволюции должна была претерпеть атмосфера Венеры. Видимо, решающее воздействие оказала здесь близость Венеры к Солнцу. Эта идея подробно обсуждается в работах Виноградова [30], Рейсула и Берга [468], Поллака [457].

Развитие существующих условий на Венере, вероятно, началось с момента перехода Солнца на главную последовательность, когда, как обычно предполагается, интенсивность его излучения возросла приблизительно на 30%. Исходя из этих представлений, благоприятные для развития жизни климатические условия на Земле вряд ли были бы возможны, если бы радиус ее орбиты оказался приблизительно на 10 млн. км меньше. Сказанное иллюстрируется диаграммой (рис. 74), заимствованной нами из работы [468], на которой показано, как возрастает температура от начальной температуры T_e в первичной атмосфере планеты, состоящей из CO_2 и H_2O в отношении, близком к отношению в вулканических газах. Хотя расчеты, проведенные по уравнению лучистого переноса в приближении Эддингтона, носят сугубо оценочный характер, они позволяют составить определенные представления о возможной эволюции венерианской атмосферы. Если исходить из той же величины $A \simeq 0,07$, то рав-

новесная температура для Венеры согласно (IV.1) будет $T_e \simeq 325^\circ\text{K}$, что при сравнительно низких давлениях

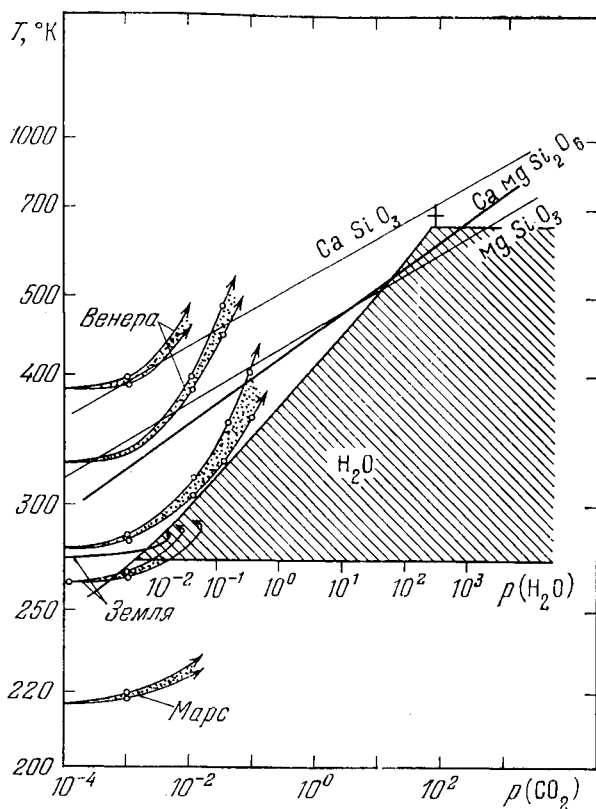


Рис. 74. Диаграмма, показывающая изменение температуры поверхности от начальной равновесной температуры T_e для трех планет вследствие «парникового» эффекта в атмосфере $\text{CO}_2 - \text{H}_2\text{O}$ [468]. Кривые со стрелками показывают характер эволюции, тонкие кривые, соответствующие фазовым переходам H_2O , ограничивают заштрихованную область, внутри которой вода может находиться в жидкой фазе. Верхние наклонные прямые — условия волластонитового равновесия. Различные пути эволюции соответствуют различным начальным значениям альбедо (7 и 20%) для Земли и вариантам быстрого или медленного собственного вращения для Венеры.

(вплоть до $P \leq 0,2 \text{ атм}$), видимо, соответствовавших первоначальной атмосфере планеты, оказывается выше точки кипения воды. Возможно, что это один из основных «граничных»

факторов, приведших в конечном счете к развитию современных условий, при которых общее содержание воды на Венере $\leq 10^{-3}$ от массы гидросферы Земли (составляющей около $2 \cdot 10^{24}$ г [28]).

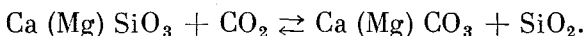
Потеря планетой воды зависит от эффективности процессов диссоциации на высотах, где оптическая толщина в континууме $\lambda < 2400 \text{ \AA}$ (порог диссоциации H_2O) $\tau < 1$. Это условие в свою очередь непосредственно связано с эффективностью процессов молекулярной диффузии, определяющей скорость подвода молекул водяного пара на высоты, где может происходить диссоциация. В земных условиях солнечные кванты с энергией больше 5,08 эв, соответствующей порогу диссоциации молекулярного кислорода ($\lambda \leq 2424 \text{ \AA}$), поглощаются на высотах $h > 100\text{—}150 \text{ км}$ (хотя присутствуют и на больших высотах благодаря тому, что время диссоциации много больше времени диффузии [438]). Поглощение CO_2 практически начинается в континууме Шумана — Рунге (диссоциационный порог $\lambda = 1670 \text{ \AA}$) и происходит с меньшей скоростью, чем для O_2 . Поэтому в атмосфере с преобладающим содержанием CO_2 , в которой O_2 практически отсутствует, солнечная коротковолновая радиация, эффективно диссоциирующая водяной пар, очевидно, может проникать глубже, на уровни, где выше абсолютное содержание молекул H_2O . Возможно, аналогичная ситуация примерно 1—1,5 миллиарда лет назад существовала и на Земле, до появления в ее атмосфере свободного кислорода. Вместе с тем на истощение H_2O на Венере несомненное влияние оказало то, что скорость фотолиза в условиях этой планеты приблизительно на 3—4 порядка величины больше, чем в современных земных условиях [281]. К тому же, нельзя исключить, что температура венерианской стратомезосферы несколько выше, чем в мезосфере Земли. Эти факторы должны приводить к более энергичной молекулярной диффузии снизу и к эффективной диссоциации, с диссипацией легкого водорода из атмосферы. Кислород же, переносимый благодаря процессам диффузии и конвекции в лежащую ниже атмосферу, будет связываться твердым веществом поверхностных пород *). Косвенным

*) В качестве дополнительного эффективного механизма потери воды, действующего еще на сравнительно ранней стадии эволю-

подтверждением реальности такого механизма служит, с одной стороны, преобладание CO_2 до сравнительно больших высот, а с другой — существование водородной короны у Венеры с возможным обогащением дейтерием у ее основания (вследствие более медленной скорости его диссипации) (см. гл. VI).

Постепенное накопление CO_2 и H_2O в атмосфере и повышение ее плотности должно приводить к росту температуры благодаря развитию «парникового» эффекта.

Процессы разогрева, которые мы подробнее рассмотрим в главе V, тесно связаны с переводом больших количеств CO_2 и H_2O в атмосферу. Равновесное состояние определяется при этом карбонатно-силикатным взаимодействием в поверхностном слое планеты, согласно реакциям волластонитового равновесия:



Можно показать, что содержание CO_2 в атмосфере Венеры сравнимо с общим количеством углекислоты, связанной в осадочных породах земной коры, которое по оценкам Ронова и Ярошевского [563] составляет $0,37 \cdot 10^{24}$ г (см. также [33, 176, 529]).

Действительно, как видно из рис. 75, количество углекислого газа, перешедшего в атмосферу, соответствует его равновесному содержанию согласно диаграмме волластонитового равновесия при температуре поверхности планеты около 750°K . Соотношения параметров, при которых могут реализоваться условия теплового равновесия (с учетом фазовых переходов для H_2O) и геохими-

ии планеты, Сорохтин [565] рассматривает реакцию термической диссоциации водяного пара над свободным железом, содержащимся в поверхностном реголитоподобном слое ($3\text{Fe} + 4\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{Fe}_3\text{O}_4 + 4\text{H}_2$), протекающую при высоких температурах одновременно с реакцией серпентинизации и связывания дегазированных CO_2 и H_2O . Для объяснения малого содержания кислорода в атмосфере Венеры он предполагает, что отношение Fe/FeO в веществе Венеры с учетом большей степени термического фракционирования протопланетной туманности оказалось более высоким, чем в веществе Земли, и в мантии Венеры могло сохраниться свободное железо, продолжающее активно связывать выделяющийся при росте венерианского ядра кислород.

ческого (волластонитового) равновесия, наглядно передает также диаграмма рис. 74.

Небезынтересно заметить, что если бы температура на Земле повысилась до венерианской, давление земной атмосферы существенно превысило бы существующее у поверхности Венеры. Это связано с тем, что к давлению около 50 *атм* CO_2 за счет высвобождения углекислоты из карбонатов осадочного чехла Земли [33] добавилось бы примерно

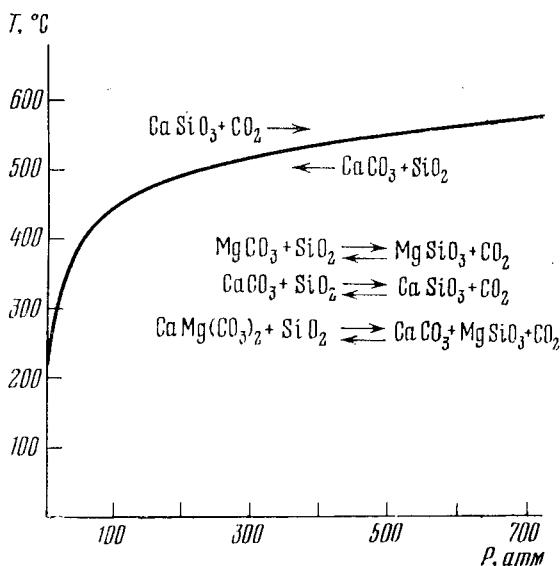


Рис. 75. Расчетное равновесное парциальное давление CO_2 в функции температуры поверхности при волластонитовом равновесии между карбонатами и силикатами [30].

300 *атм* вследствие испарения океанов (средняя глубина Мирового океана около 3 *км*). Сравнение содержаний основных летучих компонент на Земле и Венере приведено в табл. 14. Для Земли указаны, наряду с содержанием в атмосфере, также содержания летучих компонент, связанных в осадочных породах [351].

В свете современных концепций о природе Венеры, естествен вопрос, представляет ли эта планета экзобиологический интерес. Этот вопрос обсуждался в ряде работ

Таблица 14

Содержание летучих ($\mu\text{г}/\text{см}^2$)

Компонента	Атмосфера Земли	Всего на Земле	Атмосфера Венеры
CO ₂	$3 \cdot 10^{-4}$	70 ± 30	90 ± 15
H ₂ O	$10^{-2} - 10^{-3}$	375 ± 75	$10^{-1} - 10^{-4}$
O ₂	0,23	$\sim 0,23$	$< 10^{-3}$
N ₂	0,75	$\sim 0,75$	< 2
Ar	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$\sim 1,3 \cdot 10^{-2}$	
CO	$10^{-6} - 10^{-7}$	$\sim 10^{-6}$	10^{-3}
Cl	—	5,7	$2 \cdot 10^{-5}$
F	—	$3 \cdot 10^{-4}$	10^{-7}

(см., например, [483, 580, 583, 585]). Авторы касались возможностей существования биологически активных форм как на поверхности, так и в облаках. В отношении поверхности можно утверждать, что большинство органических молекул, входящих в состав биологических структур, испаряются при температурах существенно меньших 500 °С, пептиды неустойчивы, а протеины изменяют свои естественные свойства. К тому же на поверхности нет жидкой воды. Поэтому земные формы жизни, по-видимому, можно исключить. Довольно искусственными выглядят представления о «биологических холодильниках» или структурах на основе кремнийорганических соединений.

Значительно более благоприятными представляются условия в облаках, соответствующие на уровне около 50—55 км земным, за исключением преобладающего содержания CO₂ и практически отсутствия O₂ и N₂. Тем не менее, в облаках имеются условия для образования фотоавтотроф. Однако, в условиях перемешиваемой атмосферы существенная трудность связана с удержанием таких организмов вблизи уровня с благоприятными условиями, так чтобы они не увлекались в нижележащую горячую атмосферу. Чтобы обойти эту трудность, Моровиц и Саган [580] выдвинули предположение о венерианских организмах в форме изопикнических баллонов, заполняемых фотосинтетическим водородом. По их оценкам диаметр таких баллонов, определяющий размер организмов, составил бы (при толщине оболочки, соответствующей

толщине мембран у земных организмов) несколько сантиметров.

Несмотря на внешнюю привлекательность, такие умозрительные представления кажутся нам весьма искусственными. Едва ли можно серьезно говорить о возникновении жизни в облаках, либо о сохранении в них «остатков» биологических форм, некогда существовавших на планете. Это, конечно, не исключает того, что в определенный период своей истории Венера могла обладать более благоприятными условиями, пригодными для существования жизни.

Г Л А В А V

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ

§ V.1. Представления о механизме разогрева Венеры

Проблема оптического и теплового режима является одной из наиболее сложных в физике Венеры. От успешного решения этой проблемы зависит не только понимание путей эволюции Венеры и ее атмосферы, но и отыскание условий, при которых аналогичный физический механизм мог бы реализоваться на другой планете Солнечной системы.

Большая неопределенность в оценках физических параметров и отсутствие данных о переносе солнечной лучистой энергии в атмосфере Венеры до полетов космических аппаратов затрудняли объяснение ее теплового режима. Обнаружение интенсивной микроволновой эмиссии вызвало появление ряда гипотетических моделей, в рамках которых делались попытки выяснить физический механизм, ответственный за наблюдаемый спектр радиоярких температур. Условно их можно разделить на модели с горячей поверхностью, эмиссия которой в диапазоне миллиметровых волн поглощается относительно более холодной атмосферой, и модель, согласно которой радиоизлучение генерируется атмосферой, а температура поверхности лишь немного превышает земную. Дискуссионным вопросом в течение нескольких лет был вопрос о приемлемости физического механизма, лежащего в основе той или иной модели (см. гл. III).

Поскольку трудно было найти убедительное истолкование существования на планете, очень похожей на Землю, поверхностной температуры более 600 °К, были предприняты попытки, исходя из модели «горячей» атмосферы,

связать наблюдаемую микроволновую эмиссию с гипотетической сверхплотной ионосферой Венеры или газовыми разрядами в ее атмосфере. Эти механизмы были подвергнуты убедительной критике Уокером и Саганом [538], которые, в частности, показали, что наблюдаемую спектральную зависимость радиояркостных температур невозможно объяснить синхротронным или циклотронным излучением. Гипотезу газовых разрядов в тропосфере трудно согласовать с регулярным характером эмиссии; к тому же за счет выделения тепла при электрических разрядах требуемой мощности атмосфера должна была бы разогреться до температуры, превышающей температуру излучающего слоя [460].

Значительно более обоснованной и подтверждаемой результатами оптических наблюдений представлялась модель с горячей поверхностью, для объяснения разогрева которой были предложены парниковый, эолосферный (фрикционный) и циркуляционный механизмы.

В «парниковой» модели *) предполагается, что определенная доля неотраженного солнечного излучения в видимой области проникает до поверхности и поглощается ею, а излучение поверхности в инфракрасной области улавливается атмосферой из-за наличия в ней трехатомных молекул, таких как CO_2 и H_2O , имеющих в этой области спектра сильные полосы поглощения. В результате поверхность и атмосфера нагреваются до температуры T_s , примерно соответствующей радиояркостной температуре планеты.

*) Вообще, термин «парниковая модель» является применительно к атмосфере несколько условным, и следует предостеречь от довольно распространенной ошибки понимать его буквально, т. е. проводить аналогию с теплицами. В последних основной эффект связан не с тем, что стекло препятствует уходу длинноволновой радиации, а с отсутствием конвективного и циркуляционного теплообмена за счет которого в свободной атмосфере переносится основная доля тепла. На это обстоятельство обратил внимание еще Р. Вуд, подтвердивший высказанное утверждение известным опытом с двумя коробками из черного картона, одна из которых была закрыта сверху пластинкой стекла, а другая — пластинкой каменной соли (прозрачной в длинноволновой области). В обеих коробках, выставленных на Солнце, температура оказалась практически одинаковой — около 55°C (см. В. С и б р у к, Роберт Вуд, Гостехиздат, 1946, стр. 130—131).

Исторически первой моделью такого типа была появившаяся в 1940 г. модель Вилдта [545a], который рассмотрел перенос тепла в чисто углекислой атмосфере Венеры сравнительно малой оптической толщины и пришел к выводу, что разогрев за счет парникового эффекта не превысил бы в этом случае примерно 50°K .

Парниковая модель Сагана [477, 478], предложенная в 1960 г., рассчитывалась с использованием интегральных функций поглощения, содержащихся в технической литературе по котлам и печам, с попыткой приближенного учета перекрытия полос внутри рассматриваемого инфракрасного диапазона. В приближении «серой» атмосферы были получены оценки непрозрачности, требуемой для уменьшения уходящего теплового потока при $T_s \simeq 600^\circ\text{K}$ до значения, равного потоку поглощенной солнечной радиации, и показано, что необходимая степень разогрева достигается в атмосфере с высоким содержанием CO_2 при наличии $1 \div 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ водяного пара. Непрозрачность ее для инфракрасного излучения должна составить при этом приблизительно 99%. Если воспользоваться приближением Милна — Эддингтона для лучистого равновесия в «серой» атмосфере (формула (IV.27)), то потребная величина оптической толщины τ для обеспечения температуры $T_s \simeq 750^\circ\text{K}$ при $q = E_c(1 - A) \simeq 3 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ (см. (IV.1)) оказывается равной $\tau \simeq 150$, что, вообще говоря, не является нереальным. Однако, как в работе Сагана, так и в появившейся позднее работе Джастроу и Рейсула [361], выполнивших более детальные расчеты лучистого переноса в «сером» приближении, не содержалось попытки отождествить требуемую величину непрозрачности с физическими свойствами реальной атмосферы.

Предположение о существовании на Венере давления в десятки атмосфер заставило тщательнее оценить возможное изменение характеристик полос поглощения при таких условиях. Пласс и Уайатт [451] показали, что при больших давлениях непрозрачность CO_2 в отдельных участках инфракрасного спектра существенно возрастает. Тем не менее оценки лучистого переноса были сделаны этими авторами примерно в тех же простейших предположениях, как и в ранней работе Сагана. К тому же неучет выхолаживания на $\lambda > 20 \text{ мкм}$ в рассматривавшейся чисто углекислой атмосфере является слишком сильным

упрощением реального характера переноса радиации в среде CO_2 .

В проблеме теплообмена на Венере важную роль должны, очевидно, играть облака. Первую попытку учесть их влияние на распределение лучистых потоков предприняли в 1964 г. Оринг и Мариано [439], которые пришли к выводу, что при наличии конденсированных облаков требуется значительно меньшая непрозрачность подоблачной атмосферы. Однако при этом одновременно предполагалось наличие адиабатического температурного градиента во всей атмосфере, существование которого вряд ли можно совместить с представлениями об умеренной прозрачности газа для теплового излучения при одновременной высокой температуре поверхности.

Наиболее строгое рассмотрение парникового эффекта в «серой» планетной атмосфере было проведено Вилдтом [546], который для планетарной функции источника $B(\tau, \mu)$, определяющей локальный баланс энергии при строгом лучистом равновесии, получил общее решение в виде суммы решения однородного уравнения Милна и решения Неймана с экспоненциальным членом:

$$B(\tau, \mu) = \frac{3}{4} f(\tau) F + ng\left(\tau, \frac{n}{\mu}\right) S. \quad (\text{V.1})$$

Здесь $n = \kappa_{\odot}/\kappa_c$ — отношение коэффициентов серого поглощения для солнечного и теплового излучения, составляющего угол $\theta = \arccos \mu$ с нормалью к поверхности бесконечно толстой плоскостратифицированной атмосферы; $\tau = \int_h^{\infty} \kappa dh$ — оптическая толщина, отсчитываемая от

верхней границы атмосферы; πS и πF — соответственно солнечный и внутренний тепловой потоки планеты; $f(\tau) = \tau + u(\tau)$ — нормализованное решение однородного уравнения Милна; $g(\tau, n/\mu)$ — нормализованное решение Неймана неоднородного уравнения Хопфа:

$$g(\tau, s) = \frac{3}{4} \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} s dt \left[f(\tau) - \int_0^{\tau} f(t) e^{s(t-\tau)} s dt \right]. \quad (\text{V.2})$$

Вилдт получил зависимости температуры атмосферы как функции степени интенсивности парникового эффекта, определяемой параметром n , и характера углового распре-

деления поля радиации, определяемого величиной μ . Согласно этим вычислениям, пример которых показан для $\mu = 0,50$ на рис. 76, температура поверхности, примерно соответствующая радиояркостной температуре Венеры, достигается в диапазоне $\lg n$ от 2,5 до 3,0 при значениях τ между 100 и 500.

Возможность достижения столь значительной непрозрачности для тепловой радиации в атмосфере Венеры, наряду с необходимой прозрачностью в видимой области спектра, неоднократно подвергалась сомнению. Наиболее сильным аргументом критиков парниковой модели было предположение о наличии аэрозоля, при большом содержании которого в атмосфере солнечное излучение не будет достигать поверхности планеты. Это вызвало к жизни эолосферную модель, предложенную в 1961 г. Эпиком [440]. Согласно этой модели солнечная энергия поглощается в верхних областях атмосферы, находящейся в конвективном равновесии, и передается к поверхности планеты за счет трения о нее пылевых частиц при ветровых движениях. Конвекция обеспечивает поддержание в азотно-углекислой атмосфере требуемых количеств пылевых частиц, состоящих из карбонатов кальция и магния. При этом радиояркостная температура, если она относится к поверхности, не должна обнаруживать зависимости от фазы.

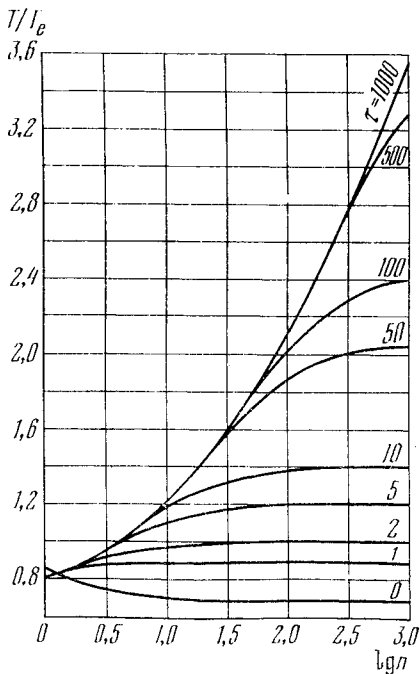


Рис. 76. Температура атмосферы у поверхности, нормированная к эффективной температуре планеты, в функции $\ln n$ при $\mu = 0,50$ для разных значений оптической толщины τ согласно [546].

Очевидная трудность эолосферной модели заключалась в том, что в локальной теории поглощение солнечной радиации на верхней границе предполагает отсутствие лучистого теплового потока на меньших высотах и существование в атмосфере изотермического равновесия. Требование же конвективного равновесия должно приводить к переносу поглощенной энергии к лежащим ниже слоям за счет конвективного теплообмена и к установлению температурного профиля, близкого к адиабатическому, вплоть до поверхности. С этой точки зрения добавление дополнительного источника тепловыделения за счет трения может оказаться несущественным.

Локальная теория рассматривает обмен энергией в ограниченном объеме (например, внутри столба газа единичного поперечного сечения), пренебрегая при этом эффектами глобальной циркуляции. Такой подход был плодотворен для земной атмосферы, где глобальная циркуляция оказывает влияние, главным образом, на температуру в приповерхностном пограничном слое (толщиной порядка 50 м, в котором согласно [50] происходят наиболее заметные суточные колебания температуры). Однако она может играть очень важную роль во всей толщине атмосферного газа, если за счет непрозрачности для коротковолнового излучения солнечная радиация поглощается в сравнительно узком слое атмосферы вблизи подсолнечной точки.

Эти соображения были учтены Гуди и Робинсоном [321], которые попытались обойти указанные трудности эолосферной модели и предложили оригинальную модель глубокой циркуляции в атмосфере Венеры, используя аналогию с океанической циркуляцией на Земле. В этой модели солнечная энергия, поглощаемая «на вершине» освещенной Солнцем атмосферы, переносится на ночную сторону за счет крупномасштабных движений. Сток газа в области антисолнечной точки и подъем в подсолнечной обуславливают, соответственно, его адиабатический нагрев и охлаждение, и, как следствие, установление адиабатического температурного градиента в атмосфере, глубиной которой определяется величина температуры поверхности. Осуществимость такой модели была подтверждена достаточно убедительными расчетами, основанными на рассмотрении системы двумерных гидродинамических

уравнений для несжимаемого вязкого газа в приближении Буссинеска. Позднее [324] в той же постановке рассматривалась задача о циркуляции в меридиональном направлении, за счет которой выравниваются температуры экваториальной и полярной областей.

Модели Гуди — Робинсона и Эпика исходят из достаточно сильного допущения о поглощении солнечной радиации в узком слое атмосферы на больших высотах (на уровне облаков). Этому противоречили оценки, полученные в расчетах Самуэлсона [484, 485] и Поллака [463]. Самуэлсон рассматривал перенос излучения в атмосфере, находящейся в условиях лучистого равновесия, «серой» в двух спектральных интервалах видимой и тепловой радиации. Значения альбеда единичного рассеяния, основанные на данных оптических наземных наблюдений Венеры, были приняты равными $\omega_0^V = 0,989$ (малое поглощение в визуальной области, согласно оценкам Соболева [145, 147, 148]) и $\omega_0^{IR} = 0,2$ (сильное поглощение в инфракрасной области). Солнечное излучение в такой модели проникает глубоко в атмосферу, несмотря на существование облачного слоя. Правда, предельная температура поверхности, которая достигается за счет «парникового» эффекта, оказывалась в этом случае не выше 550 °К. Причина расхождения с более высокими значениями радиоярких температур могла быть связана как с большей близостью эффективного значения ω_0^V для всей толщи атмосферы к 1, так и с большей вытянутостью фазовой функции в переднюю полусферу при наличии пылевых частиц.

Обратная задача теории переноса с целью определения количеств CO_2 , H_2O и N_2 , потребных для разогрева Венеры до температуры порядка 700 °К, решалась Поллаком [463]. Из этого решения определялся температурный градиент в области атмосферы от поверхности до основания облаков. В величину падающего на вершину плоскостратифицированной атмосферы потока солнечной лучистой энергии вводились поправки на доли излучения, пропущенного облаками и лежащим ниже молекулярным подслоем. При этом учитывалось рассеяние и поглощение частицами облаков, предполагавшихся ледяными сферами с $\bar{r} = 7,5$ мкм; соответствующие коэффициенты поглощения были вычислены с использованием теории Ми Ирвином

и Поллаком [356]. Для нахождения величины газового поглощения в видимой области от верхней границы атмосферы до промежуточного слоя $h_n = h/n$ (при $n = 13$), характеризуемого оптической массой газа на луче зрения $W[h_n(l)]$, проводились вычисления эквивалентной ширины поглощающей полосы или нескольких соседних полос в интервале волновых чисел $\Delta\nu$. Для учета их возможного перекрытия вводилось допущение о квадратичном распределении поглощения по волновому числу.

Таблица 15

**Источники ослабления солнечной радиации
в атмосфере Венеры (по [463])**

P_s <i>атм</i>	τ_c	$\psi(a)$	$\psi(c)$	$\psi(g)$	$\psi(x)$	$\psi'(c)$	$\psi'(a)$	$\psi''(a)$
10	18	0,3290	0,0760	0,4370	0,1577	0,1289	0,0862	0,1838
	43	0,4300	0,0857	0,2720	0,2120	0,2710	0,1172	0,1268
50	18	0,4840	0,0912	0,2400	0,1866	0,1539	0,1020	0,3190
	43	0,5220	0,0924	0,1595	0,2270	0,2910	0,1254	0,1978
200	18	0,6010	0,1036	0,0905	0,2030	0,1718	0,1112	0,4220
	43	0,5960	0,0986	0,0685	0,2370	0,3060	0,1311	0,2580

Хотя расчеты профилей ослабленного солнечного излучения и спектральной прозрачности в видимой и ближней инфракрасной областях проводились применительно к каждой азотной атмосфере Венеры (при $f_{CO_2} = 0,1-10\%$ и $f_{H_2O} = 0,01-0,1\%$) для давлений у поверхности $P_s = 15, 75$ и 300 атм, полученные результаты согласно [463] остаются справедливыми для атмосферы из CO_2 , если принятые значения P_s уменьшить приблизительно в 1,5 раза.

Эти результаты частично воспроизведены в табл. 15 для двух значений оптической толщины облаков $\tau_c = 18$ и $\tau_c = 43$, соответствующих оценкам Сагана и Поллака [479]. Значения $\psi(a)$, $\psi(c)$, $\psi(g)$ и $\psi(x)$ обозначают соответственно доли солнечной радиации, поглощаемой атмосферой, аэрозолями облаков, поверхностью и неоттождествленным поглотителем выше видимых облаков, эффективным главным образом в ультрафиолетовой области спек-

ра; $\psi'(c)$ соответствует общему поглощению в облаках (аэрозольной и газовой фазами), а $\psi'(a)$ и $\psi''(a)$ характеризуют поглощение соответственно в надоблачной и подоблачной атмосфере. Очевидно, суммарное поглощение складывается из $\psi'(a)$, $\psi''(a)$, $\psi(c)$, $\psi(x)$ и $\psi(g)$.

Таблица 16

Области спектральной прозрачности
атмосферы Венеры (по [463])

$\Delta\lambda$, мкм	
$P_s = 10$ атм	$P_s = 200$ атм
0,400—0,705	0,400—0,692
0,735—0,794	0,749—0,779
0,833—0,878	0,850—0,852
0,980—1,050	1,015—1,040
1,061—1,082	
1,196—1,203	
1,655—1,680	

Данные о спектральной прозрачности (табл. 16) позволяли предполагать, что хотя значительная область в интервале $\lambda\lambda$ от 0,7 до 1 мкм оказывается перекрытой атмосферой и облаками, тем не менее заметная доля солнечной энергии вблизи максимума планковской кривой интенсивности $I(\lambda)$ (при $T \simeq 6000^\circ\text{K}$) должна достигать поверхности планеты. Из расчетов также следовало, что в обеспечении непрозрачности, требуемой для получения высоких значений T_s и P_s за счет «парникового» эффекта, существенное влияние должны оказывать параметры атмосферы на уровне облаков. Связь поверхностного давления и давления на верхней границе облаков P_{uc} в зависимости от $f_{\text{H}_2\text{O}}$ для 97 и 75% CO_2 показана на рис. 77. Сплошные линии соответствуют предположению о сухоадиабатическом градиенте в облаках, пунктир отвечает влажной адиабате. При наиболее вероятных значениях $f_{\text{CO}_2} = 0,97$, $P_s \simeq 100$ атм и при наличии влажноадиабатического градиента $P_{uc} \simeq 0,2 \div 0,3$ атм. При этом $f_{\text{H}_2\text{O}}$ оказывается в пределах $0,005 \div 0,01$, что можно согласовать с данными

измерений на АМС «Венера» и оценками параметров на уровне облаков из H_2O , приведенными в § IV.7.

Расчеты Поллака представляют несомненный интерес, хотя и связаны с целым рядом допущений, прежде всего относительно структуры атмосферы и коэффициентов лучистого переноса (функций пропускания) среды. Поэтому привлекательная концепция о возможности реализации условий «парниковой» модели продолжала оставаться

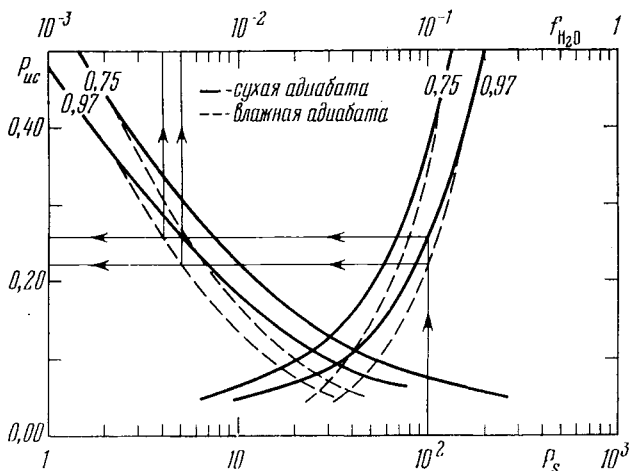


Рис. 77. Давление на верхней границе венерианских облаков в зависимости от величины поверхностного давления P_s и отношения смеси $f_{\text{H}_2\text{O}}$ [463].

гипотетичной наряду с противоположной концепцией, положенной в основу модели Гуди — Робинсона.

Сомнения в возможности достижения необходимой прозрачности атмосферы в видимой области привели к идее разогрева поверхности за счет радиоактивного распада в недрах планеты. Подобная гипотеза была выдвинута Кузьминым [84] и более подробно рассмотрена Хансеном и Мацусимой [332]. Если исходить из решения уравнения теплопроводности в грунте с параметрами, соответствующими земным, то для достижения высокой температуры поверхности приходится допустить нереально большие температурные градиенты в приповерхностном слое. При разумных оценках величины теплового потока из глубины (на несколько порядков меньше

солнечного, но заметно больше, чем для Земли, для которой среднее значение составляет $\sim 50 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ [28]) требуемый разогрев поверхности может быть достигнут из условия теплового баланса с атмосферой только в случае ее очень высокой непрозрачности, которая достигается лишь за счет значительной концентрации аэрозоля. Однако это требование трудно согласовать с наблюдаемым спектром радиоярких температур и с эффективными сечениями радиолокационных отражений [464]. Результаты теоретических расчетов также противоречили представлениям о равномерной запыленности тропосферы или локализации аэрозоля вблизи поверхности. К тому же поддержание необходимого количества пыли требует наличия перемешивания, которое в равновесном состоянии не может реализоваться в рамках такой модели. Поэтому сама модель радиоактивного разогрева представлялась довольно искусственной, существенно уступающей с точки зрения физической обоснованности «парниковой» или циркуляционной моделям.

В результате непосредственных измерений, осуществленных автоматическими станциями «Венера», открылись возможности моделирования теплообмена в атмосфере Венеры, исходя из фактических значений параметров газа и измеренных профилей температуры и давления, не прибегая к гипотетическим моделям структуры атмосферы. Это позволило значительно лучше понять характерные особенности теплового режима планеты и получить ряд важных количественных оценок. В появившихся за последние годы работах Авдуевского и др. [2, 5, 188], Стрелкова [151], Стрелкова и Кухарской [152], Сагана [482], Гинзбурга и Фейгельсон [41] проводится подробное рассмотрение «парникового» механизма с попытками расчета переноса тепловой радиации в «не сером» и «кусочно-сером» приближениях (т. е. с выбором отдельных спектральных интервалов для смеси CO_2 и H_2O , предположительно обладающих наименьшей непрозрачностью для тепловой радиации).

К сожалению, ограниченность данных о характеристиках поглощения CO_2 и H_2O в условиях высоких давлений и температур снижает достоверность полученных количественных оценок. Особенно это касается углекислого газа.

В упомянутых расчетах использовались широкополосные функции пропускания CO_2 , теоретически вычисленные Плассом и др. [451, 453] и Стуллом и др. [522] для спектральных интервалов шириной $50\text{--}100\text{ см}^{-1}$ в области волновых чисел от 1000 до 5000 см^{-1} в широком диапазоне плотностей газа вдоль оптического пути, но при $P = 1\text{ атм}$ и $T = 300^\circ\text{К}$. В ряде работ использованы также данные о коэффициентах поглощения CO_2 в отдельных полосах ($\lambda\lambda = 15; 4,3; 2,7; 2,04\text{ мкм}$) в более широком интервале температур согласно [10, 227, 300, 407]. Несколько проще обстоит дело с водяным паром, для которого наряду с известными характеристиками непрозрачности в длинноволновой области при $T = 300^\circ\text{К}$ [262, 445, 515, 549] имеются данные о коэффициентах поглощения при высоких температурах, рассчитанные Феррисо и др. [301, 302]. Что касается учета зависимости коэффициентов поглощения CO_2 и H_2O от давления путем введения множителя $(P/P_0)^v$ (в предположении $v = 1$ во всем интервале изменения давления $P \geq P_0 = 1\text{ атм}$), то такое допущение, по-видимому, оправдано только при больших массах газа. Вообще в выборе величины v у разных авторов нет единого мнения, поскольку хорошо известно, что средняя по массе величина коэффициента поглощения служит достаточно грубым приближением действительной поглощательной способности слоя с $P \neq \text{const}$. Существуют, в частности, указания на то [348, 462, 482], что непрозрачность H_2O изменяется примерно пропорционально первой степени давления, однако имеет сильную нелинейную зависимость от количества газа на луче зрения.

За последнее время достигнут определенный прогресс в уточнении характеристик переноса длинноволновой радиации, что представляет первостепенный интерес для решения проблемы теплового режима Венеры. Наряду с этим результаты измерений освещенности на «Венере-8» позволяют обосновать допущения о степени прозрачности атмосферы планеты в видимой области и приводят к определенным выводам относительно возможности обеспечения энергетического баланса в рамках различных моделей теплообмена.

Мы рассмотрим эти вопросы в последующих разделах данной главы.

§ V.2. Об энергетическом балансе в атмосфере

Модели теплового равновесия. Термодинамика планетной атмосферы определяется величиной солнечной энергии на ее верхней границе, в качестве которой обычно используется уровень $P = 0$, выражающий предположение о свободной поверхности. В случае Венеры за верхнюю границу удобно принять видимую границу облаков (при $P \simeq 0,1$ атм), от которых (вместе с молекулярным подслоем) отражается значительная часть солнечной радиации, достигающей орбиты планеты.

Тепловая энергия, излучаемая при температурах в интервале от ~ 800 °К до 200 °К, сосредоточена в спектральной области приблизительно от 2 до 80 мкм. Можно думать, что в этой области, особенно ближе к температурам 200—300 °К, облака из любого конденсата, ожидаемого на Венере, крайне непрозрачны. Поэтому, как уже отмечалось в § IV.1, эффективная температура излучения планеты в окружающее пространство близка к эффективной температуре излучения облаков (или несколько ниже, за счет слабой непрозрачности в инфракрасном спектре газов над облаками) и удовлетворяет условию радиационного баланса атмосферы на этом уровне. Эти соображения подтверждаются результатами радиометрических измерений, а также отсутствием на диске планеты отдельных тепловых пятен, которые можно было бы отнести за счет излучения нижележащих областей подоблачной атмосферы Венеры [331, 435, 501, 502]. Выше облаков прозрачность венерианской атмосферы возрастает, по-видимому, благодаря выпадению конденсата, а также температурной чувствительности «горячих» полос CO_2 на $\lambda = 9,4$ мкм и $\lambda = 10,4$ мкм.

В балансе тепла необходимо учитывать как долю прошедшей солнечной радиации, так и переизлучение солнечной и тепловой радиации вследствие отражения облаками и атмосферой. За счет радиации, проникающей сквозь облака, обеспечивается лучистый приток тепла в атмосферу, являющийся постоянно действующим неадиабатическим фактором. Если в атмосфере реализуется режим лучистого равновесия, величина энергии коротковолнового солнечного излучения должна компенсироваться на каждом уровне потоком уходящей радиации; в условиях конвективного

равновесия приток солнечной энергии компенсируется на каждом уровне в атмосфере суммарным тепловым потоком за счет уходящего излучения и конвективного переноса.

Поглощение солнечной энергии по мере проникновения в глубь атмосферы должно приводить к отсутствию постоянства теплового потока по высоте (в отличие от того, что имеет место в звездных атмосферах, см. [50, 146, 462]). По закону сохранения энергии проинтегрированный по спектру суммарный лучистый поток на некотором уровне h в атмосфере, $q(h)$, непосредственно связан с величиной солнечной энергии, поглощаемой ниже этого уровня. В стационарных условиях в силу постоянства суммарного потока с глубиной $dq/dh = 0$. Спектральные области, в которых переносятся основные доли солнечной коротковолновой и тепловой радиации, слегка перекрываются, и

$$q(h) = q_{\odot}(h) + q_{\tau}(h), \quad (\text{V.3})$$

где $q_{\odot}(h)$ — осредненный за венерианские сутки поток солнечной энергии ниже уровня h , $q_{\tau}(h)$ — тепловой поток на этом уровне. В свою очередь $q_{\odot}(h)$ можно представить как

$$q_{\odot}(h) = q_{\odot}^{+}(h) + q_{\odot}^{-}(h), \quad (\text{V.4})$$

т. е. величина солнечной энергии, поглощенной атмосферой и поверхностью ниже уровня h , складывается из потока солнечной радиации, отраженной от слоев ниже уровня h и достигающей этого уровня $q_{\odot}^{+}(h)$, и из направленного вниз светового потока $q_{\odot}^{-}(h)$. Аналогичное соотношение записывается для теплового потока $q_{\tau}(h)$. Поскольку $\frac{\partial(q_{\odot}^{-})}{\partial h} < 0$,

$$\frac{\partial q_{\tau}(h)}{\partial h} = \frac{\partial |q_{\odot}(h)|}{\partial h}, \quad (\text{V.5})$$

и условие энергетического баланса на верхней границе атмосферы h_{∞} :

$$q_{\tau}^0 = |q_{\odot}^0|, \quad (\text{V.6})$$

где $q_{\tau}^0 \equiv q_{\tau}(h_{\infty})$ и $q_{\odot}^0 \equiv q_{\odot}(h_{\infty})$. Согласно (V.6) должно обеспечиваться равенство поглощаемой солнечной энергии

и энергии, излучаемой планетой в окружающее пространство:

$$\int_0^{\infty} q_{v\odot} dv \equiv \int_Q \sigma T_e^4 dS_{h_\infty} = \frac{E_0(1-A)}{a^2} \pi R^2, \quad (\text{V.7})$$

что после интегрирования по всей поверхности $Q = 4\pi R^2$

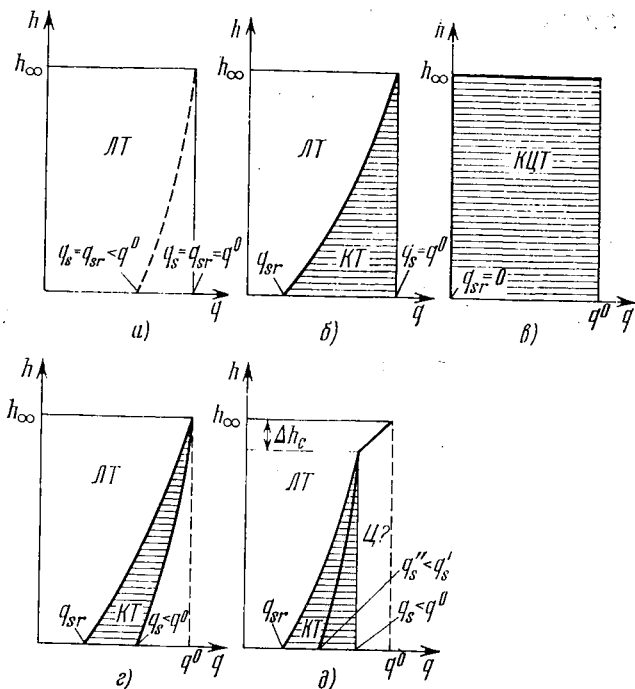


Рис. 78. Схемы, иллюстрирующие возможности реализации в тропосфере Венеры различных моделей теплового равновесия: а — лучистое равновесие в атмосфере, прозрачной в видимой области; б — конвективное равновесие в атмосфере, прозрачной в видимой области; в — модель глубокой циркуляции; г — лучисто-конвективный теплообмен в случае равномерного поглощения солнечной радиации атмосферой и облаками; д — лучисто-конвективный теплообмен в случае неравномерного поглощения солнечной радиации атмосферой и облаками. ЛТ — лучистый теплообмен, КТ — конвективный теплообмен, КЦТ — конвективно-циркуляционный теплообмен, Ц — циркуляция.

дает формулу (IV.1), определяющую эффективную температуру T_e . Она является средней величиной по отношению к спектральным яркостным температурам. Для Венеры

T_e соответствует максимуму планковской кривой на $\lambda = 12,7$ мкм (при $A = 0,77$ [354]).

Если не принимать во внимание возможного вклада внутренних источников тепла, то от того, какая доля солнечной энергии поглощается атмосферой и поверхностью, зависит осуществление возможных режимов теплообмена в тропосфере. Сказанное удобно проиллюстрировать наглядными схемами, приведенными на рис. 78. Для каждой из этих схем предполагается, что потери энергии нижней атмосферы на излучение отсутствуют (на верхней границе $\text{div } q(h_\infty) = 0$).

Схемы а) и б) соответствуют случаям, когда солнечное излучение $q_\odot^0$, не отраженное на верхней границе атмосферы h_∞ доходит до поверхности, т. е. $q_s = q^0 = q_\varphi (1 - A)/4$, где $q_\varphi = E_0/a^2$. Условию $\partial q/\partial h = 0$, когда $(\partial T/\partial h) = (\partial T/\partial h)_{\text{луч}}$, отвечает схема а) (лучистое равновесие). В этом случае вся полость ниже уровня h_∞ заполнена равновесным излучением. Поле равновесного излучения изотропно в любой точке тела и поток излучения [57]

$$q(h) = \int_0^\infty \int_\Omega I_\nu d\Omega d\nu = 0.$$

Условию $\partial q/\partial h \neq 0$, когда $\partial T/\partial h = (\partial T/\partial h)_{\text{ад}}$ и $q(h) < q^0$, соответствует схема б) (конвективное равновесие). Заметим, что при наличии конвекции количество солнечной энергии, поглощаемой поверхностью, должно быть больше, чем в условиях лучистого равновесия при той же T_s , т. е. $q_s^b > q_s^a$ при $T_s^a = T_s^b$.

Предельному случаю, когда солнечная радиация в видимой области не достигает поверхности, а целиком поглощается вблизи верхней границы атмосферы ($q_s = 0$), соответствует схема в), при которой возможна реализация модели глубокой циркуляции Гуди и Робинсона (см. стр. 216). Промежуточным случаям соответствуют схема г), когда солнечная радиация ослабляется более или менее равномерно во всей толще атмосферы и $q_s < q^0$, и схема д), когда имеет место поглощение только в облачном слое Δh_c , так что $q'_s < q^0$, либо после основного поглощения в облаках происходит некоторое дополнительное ослабление в атмосфере ($q''_s < q'_s < q^0$).

Во всех этих промежуточных случаях для соответствующих полостей поле излучения также изотропно. Различие с вариантом *a*) заключается здесь в том, что когда солнечная радиация не доходит целиком до поверхности, тепловое равновесие в атмосфере должно осуществляться относительно фактического профиля ослабленной радиации $q_{sr} < q^0$. В частности, режиму лучистого равновесия будет соответствовать кривая $q_s = q_{sr} < q^0$, условно показанная на схеме *a*) пунктиром. При частичном поглощении солнечной энергии в атмосфере (схемы *г*) и *д*)) дополнительное выравнивание значений теплового потока вблизи h_∞ и температуры у поверхности может происходить за счет адвективного переноса при крупномасштабной циркуляции, которому в пределе соответствует схема *в*). Естественно, что в принципе могут реализоваться и другие случаи, например, средний между *a* и *в* или *в* и *г*.

С учетом различного вклада отдельных членов (с обращением их в предельных случаях в нуль) каждая из схем на рис. 78 будет отвечать локальному уравнению энергетического баланса у поверхности планеты, следующему из (V.3), в виде:

$$\varepsilon_s^t T_s^4 + (1 - \varepsilon_s^v) q_{gv} + (1 - \varepsilon_s^t) q_{gl} + q_k + q_c = 0, \quad (\text{V.8})$$

где q_{gv} , q_{gl} — лучистые потоки тепла от газа, соответственно в видимой и инфракрасной областях, ε_s^v , ε_s^t — коэффициенты излучения поверхности в тех же областях, T_s — температура поверхности, q_k , q_c — соответственно эффективные потоки тепла за счет свободной конвекции и вынужденной конвекции, связанной с циркуляцией.

Некоторые характеристики теплообмена. Термические свойства атмосферы в значительной мере определяют движения различных пространственных масштабов. В планетарном теплообмене основную роль играет циркуляция, возникающая в результате неустойчивости состояния лучистого равновесия неподвижной атмосферы и вследствие широтно-долготных вариаций в величине инсоляции. Режим симметричной относительно полюсов циркуляции, известный как режим Гадлея, даже при очень малых скоростях атмосферных движений от источника к стоку тепла, должен приводить к разрушению меридионального температурного градиента и выравнива-

нию поля температуры. Зональные течения могут играть определяющую роль в теплообмене между дневной и ночной полусферами. Циркуляционный перенос сопровождается лучисто-конвективным теплообменом. К сожалению, исследование сложной нелинейной структуры уравнений, описывающих процессы крупномасштабной циркуляции, особенно с учетом появляющейся неустойчивости течений и существенной временной зависимости турбулентных потоков, связано с очень большими трудностями. Для такой медленно вращающейся планеты, как Венера, кориолисовы силы должны оказывать слабое влияние на характер циркуляции. Оценки по величине числа Россби $Ro = \frac{v}{2\Omega \sin \varphi L}$ показывают, что для потоков планетарного масштаба ($L \sim R_\varphi$) в средних широтах $Ro_\varphi \simeq 5-10$, и условие геострофичности $Ro \ll 1$ не выполняется *). Поэтому в перенос тепла за счет циркуляции на Венере основной вклад, по-видимому, должны вносить нелинейные адвективные члены (см. [325]).

Теоретическому рассмотрению возможных режимов циркуляции в атмосфере Венеры посвящен ряд работ, в которых структура метеорологических полей описывается на основе уравнений движения в квазистатическом приближении (при этом фильтруется собственно тепловая неустойчивость атмосферы), либо с использованием критериев подобия, первоначально развитых для характеристики закономерностей движений в атмосфере Земли.

Голицын [43, 44, 574], основываясь на методах теории подобия и размерности и задаваясь такими глобальными параметрами, как альbedo, солнечная постоянная, масса атмосферы и др., оценил величину характерной скорости движений в тропосфере Венеры $v \sim 1$ м/сек. Эта оценка, не связанная с рядом допущений, неизбежно сопутствующих теоретическим моделям циркуляции, представляется довольно реальной. Как мы видели (см. § IV. 6), она хорошо согласуется с измеренными скоростями горизонтальных движений в нижней тропосфере Венеры.

В настоящее время трудно отдать предпочтение той или иной теоретической модели, развитой применительно к особенностям глобальной циркуляции на Венере. Оче-

*) Для Земли $Ro_\oplus \simeq 0,1$.

видно, однако, что механизм циркуляции не является осесимметричным.

В уже упоминавшейся модели «глубокой» планетарной циркуляции Гуди и Робинсона [321, 324] показывается, что в верхней тропосфере движение должно быть направлено от подсолнечной точки к антисолнечной или от экватора к полюсу, при характерной скорости движения $v \simeq 30$ м/сек. По оценке Стоуна [519] для аналогичной схемы циркуляции $v \simeq 5$ м/сек. В нижней атмосфере движение происходит с существенно меньшей скоростью от антисолнечной точки к подсолнечной или от полюса к экватору *). Безразмерный анализ по совокупностям тепловых и динамических величин привел к выводу об адиабатичности внутреннего вертикального потока вплоть до поверхности за счет турбулентного перемешивания, обусловленного циркуляцией глубинных слоев. Существование такой турбулентности в нижнем слое атмосферы было однако, поставлено под сомнение Гесом [345].

Численные эксперименты по моделированию циркуляции в двухуровневой модели атмосферы Венеры, выполненные Зилитинкевичем и др. [58, 158], приводят к относительно простой двухячейковой схеме с центром низкого давления на дневной стороне, смещенным к вечернему терминатору; центр высокого давления находится на ночной стороне вблизи утреннего терминатора. Характерная скорость ветра для всей атмосферы составляет в этой схеме около 5 м/сек, в хорошем согласии с оценкой Стоуна.

Представления о возникновении зонального потока как следствие несимметрии конвективных движений за счет периодичности инсоляции на верхней границе атмосферы нашли отражение в двумерных моделях Шуберта и Янга [488] и Гиаша [312]. При этом учитывались уже упоминавшиеся в § IV. 6 результаты моделирования циркуляции в цилиндрах с жидкостью, где периодичность инсоляции имитируется вращающейся горелкой [586], и было

*) При этом допускается, что непрозрачность в узком слое атмосферы, где происходит поглощение солнечной энергии, столь высока, что радиационный и турбулентный переносы могут быть параметризованы как процесс диффузии.

обнаружено возникновение в жидкости зональных течений в направлении, противоположном движению горелки.

Малкус [579], рассмотревший трехмерную модель, пришел к выводу о возможности возникновения вблизи вершины тропосферы слабых ячеек гадлеевского типа и переноса за счет температурных контрастов между экватором и полюсом энергии и углового момента к высоким широтам. С этой моделью можно, в принципе, совместить экспериментальные данные о пространственных движениях, полученные «Маринером-10», если дополнительно предполагать большое влияние подсолнечной области высокого давления на структуру циркуляции. Возникающие в этом случае меридиональные градиенты давления должны приводить к ускорению с ростом широты потоков, ортогональных изобарическим поверхностям, с образованием спиральных движений и струйных течений. Сток энергии будет происходить в полярных вихрях вследствие схождения векторов скоростей движений у полюсов при низких давлениях [581].

Создаются, таким образом, представления о том, что в динамике атмосферы Венеры важную роль должен играть перенос момента количества движения в меридиональном направлении. Видимо, структура атмосферы в экваториальных и полярных областях имеет заметные различия, что прежде всего проявляется в отличиях профилей температуры, вертикальных и горизонтальных скоростей и направлений движений. Дальнейшее изучение этих особенностей будет способствовать лучшему пониманию закономерностей формирования современных климатических условий на планете*).

Вертикальный тепло- и массообмен на вращающейся планете описывается нестационарным уравнением теплового

*) Состояние проблемы общей циркуляции в атмосферах планет подробно рассмотрено в работах Минца [110, 429], в монографии Голицына [46]. Применительно к Венере режимы циркуляции рассматриваются также в монографии Бурашгулова, Зилитинкевича и др. [554]. С учетом этого мы уделим основное внимание вопросам конвективной теплопередачи в рамках моделей ячейковой и проникающей конвекции (см. § V.5). Их следует при этом рассматривать скорее как механизмы, которые могут иметь место на Венере, а не как огибающие реальную ситуацию в венерианской атмосфере.

баланса, устанавливающим связь между изменением тепло-содержания единицы объема газа и вертикальными потоками энергии за счет солнечной и тепловой радиации:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \text{grad } T \right) = q + q_{\odot}. \quad (\text{V.9})$$

Выравнивание поля температуры в горизонтальном направлении при этом не учитывается (в (V.8) $q_{\text{ц}} = 0$). Тепловой поток $q = \text{div} (\lambda \text{grad } T)$ может быть определен из решения уравнения лучистого переноса. В (V.4) можно положить

$$q_{\odot}^+ (h < h_{\infty}) = 0 \text{ и } q_{\odot}^- = f(h) \int_Q \sigma T_e^4 dS_{h_{\infty}},$$

где $f(h)$ — доля солнечной энергии, поглощаемой ниже уровня h [462].

Конвективный член в левой части (V.9) формально представляется выражением для свободной конвекции:

$$q_k = \rho C_p V \Delta \bar{T} = \rho C_p k_H \left(\frac{\partial T}{\partial h} + \gamma_a \right), \quad (\text{V.10})$$

где $\Delta \bar{T}$ — разность между установившейся температурой в конвективной атмосфере при скорости V и температурой с градиентом, равным сухоадиабатическому. γ_a определяется формулой (IV.12), а коэффициент турбулентной диффузии [313]

$$k_H = \nu L^2 \left(\frac{g \left| \frac{\partial T}{\partial h} + \gamma_a \right|}{T} \right)^{1/2} \text{ при } \frac{\partial T}{\partial h} + \gamma_a < 0.$$

Здесь L — масштаб движений, ν — числовая константа ($\nu \simeq 1,4$). Очевидно, что $k_H = 0$ в случае, когда выполняется критерий устойчивости *):

$$\frac{\partial T}{\partial h} + \gamma_a \geq 0. \quad (\text{V.11})$$

*) Более общим является критерий устойчивости Пристли $\frac{\partial T}{\partial h} + \gamma_a > \frac{T}{g} \frac{c_{1c2} a^{2\nu}}{l_0^4}$, выражающий тот факт, что помимо соотношения между γ_a и $\frac{\partial T}{\partial h}$ устойчивость зависит от характерных раз-

Эти соотношения выражают условие переноса тепла за счет свободной конвекции в атмосфере вверх. В качестве характерного масштаба для глубокой атмосферы обычно принимают $L \sim H$. Заметим, что соотношение (V.10) соответствует диффузионному уравнению в форме Фикка и описывает перенос тепла вихрями, размеры которых малы по сравнению с L .

Если вместо T ввести потенциальную температуру $\theta = T(P_0/P)^{R/\mu C_p}$, то (V.10) переписывается в виде

$$q_k = \rho C_p k_{II} \left(\frac{\partial \theta}{\partial h} - \gamma_G \right), \quad (\text{V.10}')$$

где за счет эмпирической константы γ_G , названной Дирдорфом [264] «противогradientом», обеспечивается при неизменной энтропии выравнивание потенциальной температуры при возникновении отклонения от гидростатического равновесия. Эта константа, по существу, выражает факт незначительного отличия $\partial T / \partial h$ от γ_a (малость ΔT) в неустойчивой конвективной области, где, согласно Гиразу и Гуди [313], выполняется условие $\frac{\partial T / \partial h + \gamma_a}{\gamma_a} \ll 1$.

К сожалению, подобный формализм неприменим к горизонтальному тепло- и массообмену и к переносу момента количества движения. Это следует из изучения метеорологических процессов в земной атмосфере, где турбулентный перенос связан с такими крупномасштабными возмущениями, как циклоны и антициклоны, и удовлетворительной параметризации динамической структуры горизонтальных полей не найдено [325].

При моделировании теплообмена полезно сделать некоторые предварительные оценки, характеризующие тепловую инерцию атмосферы и глубину суточных вариаций температуры. Легко показать, что при значениях изме-

меров элементарного конвективного объема l_0 и интенсивности турбулентного теплообмена с окружающей атмосферой (α , ν — коэффициенты температуропроводности и вязкости, c_1 и c_2 — константы, зависящие от формы частиц). Отсюда следует, что с уменьшением l_0 растут потребные для конвекции вертикальные температурные градиенты из-за быстрой диссипации энергии всплывающего движения малых объемов в процессах турбулентного перемешивания. Теория Пристли применима вне пограничного слоя (подробнее см. [174, 263, 466]).

ренных параметров атмосферы Венеры разница между температурами на дневной и ночной сторонах должна быть крайне мала, что отмечалось уже в [117]. Действительно, запас тепла в столбе газа единичного поперечного сечения

$$i_{\varphi}^{\Sigma} = \int C_p(T) dT = \frac{5}{2} k \int_0^{\infty} T(h) n(h) dh$$

составляет $i_{\varphi}^{\Sigma} \simeq 4,2 \cdot 10^{14} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \simeq 10^4 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2}$. В то же время потеря тепла за венерианскую ночь ($t_n = 58,4$ земных суток): $\sigma T_e^4 t_n \simeq 10^{12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \simeq 24 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2}$, т. е. не превышает 0,25% содержащейся в атмосфере энергии и не может сколько-нибудь заметно отразиться на тепловом балансе планеты. Максимальные суточные вариации температуры в нижней атмосфере Венеры при $q_{\odot}^0 = q_{\varphi} (1 - A)/4$ не должны превышать $\frac{T/2}{i_{\varphi}^{\Sigma}/q_{\odot}^0} \simeq 1^{\circ}\text{K}^*$.

С приведенными здесь значениями непосредственно связаны два параметра, используемые при характеристике теплового режима планетной атмосферы: время тепловой релаксации

$$\tau_{\text{т.р.}} = \frac{m C_p \bar{T}}{\sigma T_e^4}, \quad (\text{V.12})$$

характеризующее временную шкалу выравнивания температурных неоднородностей по отношению к возмущениям путем излучения [573, 574], и время радиационного теплообмена

$$\tau_{\text{р.т.}} = C_p \bar{T} / q(H) \quad (\text{V.13})$$

— характерная временная шкала для переноса вверх энергии, обеспечивающей компенсацию радиационных потерь на верхней границе атмосферы [398]. Здесь m — масса единичного столба атмосферы, $q(H)$ — скорость охлаждения на единицу массы с уровня порядка H , т. е. соответствующего $\sim 1/3 m$.

*) Очевидно, аналогичная оценка среднего суточного изменения температуры в атмосфере дается формулой $\Delta T = \frac{g \sigma T_e^4 t}{P_s C_p}$, где P_s — давление у поверхности, t — время в сутках.

Если для углекислой атмосферы принять эффективность излучения $\varepsilon \simeq 0,15$, то

$$\tau_{р.т.} \simeq \frac{mC_p \bar{T}}{0,55 T_e^4} \simeq 2\tau_{т.р.} \quad (V.13')$$

Значения $\tau_{р.т.}$ и $\tau_{т.р.}$ для Венеры приведены в табл. 17. Для сравнения там же показаны соответствующие оценки для Земли и Марса согласно Лиови и Поллаку [398].

Таблица 17

Характерные температуры и времена тепловой релаксации

Планета	$mC_p \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right]$	$T_e, ^\circ K$	$\bar{T}, ^\circ K$	$\tau_{т.р.}, сек$	$\tau_{р.т.}, сек$
Венера	10^9	230	~ 500	10^{10}	$2 \cdot 10^{10}$
Земля	10^7	250	$\sim T_e$	10^7	$2 \cdot 10^7$
Марс	$1,3 \cdot 10^5$	200	$\sim T_e$	$3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$

Интересно, что если бы Венера перестала получать солнечную энергию, ее остывание за счет потери тепла излучением до теплосодержания земной атмосферы ($i_{\oplus}^{\Sigma} \simeq 24,5 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2}$), соответствующего ночной потере тепла на Венере, при условии сохранения всех остальных параметров неизменными, произошло бы приблизительно за 65 земных лет. На самом деле эта оценка является очень грубой вследствие неучета изменения непрозрачности атмосферы при остывании, режима планетарной циркуляции, а также нарушения равновесных условий формирования газовой оболочки Венеры, прежде всего равновесия между карбонатами и силикатами (см. § IV.8).

В одномерной постановке нестационарной задачи (уравнение (V.9)) удобно принять координату по времени пропорциональной углу вращения планеты (долготе) и решать эту задачу для нескольких значений широты φ , что позволяет учесть как суточный ход, так и широтную зависимость в тепловом режиме планеты. Однако, поскольку время одного оборота Венеры вокруг оси мало по срав-

нению с временем высвечивания запасенной энергии, расчетную схему можно строить, исходя из того, что падающая на дневную сторону солнечная энергия на широте φ поглощается на миделе усеченного конуса высотой $\Delta\varphi$ и осредняется по всей его боковой поверхности на этой широте (что справедливо для вращающейся планеты). Интегрирование левой части соотношения (V.7) в такой расчетной схеме по Q дает следующий закон равномерного распределения солнечной энергии по поверхности планеты на уровне h_∞ (см. [5]):

$$q = \frac{q_\varphi (1 - A)}{\pi} \cos \varphi, \quad (\text{V.14})$$

что приводит к T_e^* , отличающейся от (IV.1). Формально это связано с учетом вклада q_π в энергетический баланс в локальной области пространства. Следует указать, что хотя анализ теплового режима в рамках лучисто-конвективной модели упрощает реальную ситуацию в атмосфере, он позволяет наиболее полно исследовать «внутреннюю» динамическую структуру теплообмена.

§ V.3. Оптические свойства атмосферы Венеры

О переносе излучения в атмосфере. Для теоретического определения высотного распределения лучистой энергии в планетной атмосфере в общем случае требуются вычисления фракций монохроматической солнечной радиации, поглощаемой на разных уровнях атмосферными газами, поверхностью, облаками и отражаемой в пространство от атмосферы, поверхности и облаков. Однако сведения о непрозрачности газов в диапазонах видимого света крайне ограничены, поскольку для их определения при относительно малых коэффициентах поглощения требуются величины оптического пути, практически недостижимые пока в лабораторных условиях. Ограничением является также необходимость проведения исследований при переменной вдоль оптического пути плотности, а в случае Венеры — дополнительно при высоких давлениях и температурах газа. Теоретические оценки ослабления солнечного излучения атмосферой в визуальной и ближней инфракрасной областях спектра, подобные приведенным в табл. 15, носят весьма приближенный характер.

С точки зрения переноса излучения атмосферу можно рассматривать состоящей из двух фаз — газовой и аэрозольной. Общее ослабление излучения складывается из молекулярного рассеяния σ_λ^g , селективного поглощения отдельными компонентами газовой фазы κ_λ , поглощения α_λ и рассеяния σ_λ^a на аэрозоле. Соответственно

$$k_\lambda^\Sigma = \sigma_\lambda^g + \kappa_\lambda + \alpha_\lambda + \sigma_\lambda^a. \quad (\text{V.15})$$

Коэффициент экстинкции и входящие в него слагаемые определяют оптическую толщину:

$$\tau_\lambda(h) = \int_0^h k_\lambda^\Sigma(h) dh \quad (\text{V.16})$$

и альбедо однократного рассеяния, характеризующее поглощательные свойства рассеивающей среды:

$$\omega_{0\lambda} = \frac{\sigma_\lambda^a + \sigma_\lambda^g}{k_\lambda^\Sigma}, \quad (\text{V.17})$$

которые вместе с индикатрисой рассеяния $\bar{x}(\varphi)$ представляют собой основные оптические характеристики атмосферы.

Рассеяние на компонентах газовой фазы наиболее существенно в коротковолновой области спектра вне полос поглощения, а в длинноволновой преобладает аэрозольное рассеяние. Подробное изложение теории рассеяния света на малых частицах читатель может найти в монографиях ван де Хюлста [21], Соболева [146, 149], Шифрина [173], Розенберга [138] (см. также [109, 137, 531]), а на крупных частицах — в работах Ирвина [353, 357]. Из теории следует, что в силу некогерентности рассеяния газовой фазой и частицами аэрозоля можно допустить аддитивность соответствующих компонент матрицы рассеяния атмосферы $D_{ik}(\mu, \hat{\mu}_0)$ для падающего и рассеянного под углами μ_0 и μ потоков лучистой энергии. Интегрирование по углам соотношения

$$D_{ik}(\mu, \hat{\mu}_0) = D_{ik}^g(\mu, \hat{\mu}_0) + D_{ik}^a(\mu, \hat{\mu}_0) \quad (\text{V.18})$$

с учетом $D_{ik} = \frac{\sigma}{4\pi}(\mu, \hat{\mu}_0)$ позволяет выразить эффективную нормированную матрицу рассеяния для мутной среды в виде (см., например [24, 138])

$$f_{ik}(\mu, \hat{\mu}_0) = \frac{\sigma^g f_{ik}^g(\mu, \hat{\mu}_0) + \sigma^a f_{ik}^a(\mu, \hat{\mu}_0)}{\sigma^g + \sigma^a}. \quad (\text{V.19})$$

Конкретный вид матрицы рассеяния (число независимых и отличных от нуля компонент) определяется свойствами рассеивающей среды (составом, размерами, формой частиц) и зависит от длины волны.

Молекулярное рассеяние, происходящее по закону Рэлея, описывается коэффициентом рассеяния σ^g и индикатрисой рассеяния $x(\varphi)$, которые выражаются хорошо известными формулами:

$$\sigma^g = \frac{32\pi^3(m-1)^2}{3N\lambda^4}, \quad (\text{V.20})$$

$$x^p(\varphi) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \varphi), \quad (\text{V.21})$$

где m — средний показатель преломления среды, N — число рассеивающих молекул в единице объема,

$\varphi = \arccos \mu$ — угол рассеяния. Из формулы (V.20) видно, что роль молекулярного рассеяния особенно велика в переносе видимой солнечной радиации. Результаты расчетов τ_p в интервале λ от 0,2 до 1,2 мкм для атмосферы Венеры (согласно приведенной в Приложении основной модели) показаны на рис. 79 и 80. На рис. 79 приведена зависимость τ_p (в нормировке на единицу давления) от λ , а рис. 80 дает семейство кривых $\tau_p(\lambda)$ по высоте. Поскольку рэлеевское рассеяние прямо пропорционально массе рассеивающего газа, на Венере оно оказывается приблизительно на два порядка интенсивнее земного. Вблизи максимума кривой видности ($\lambda_0 \sim 0,5$ мкм) $\tau_p \simeq 30$, что

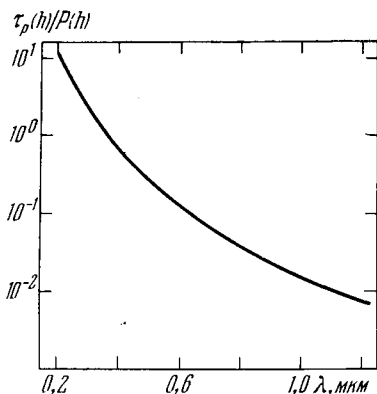


Рис. 79. Изменение оптической толщины для рэлеевского рассеяния τ_p в атмосфере Венеры в зависимости от λ .

примерно соответствует оптической толщине земных облаков. Заметим, что спектральная зависимость σ^g выражается удобным отношением, очевидным из (V.20):

$$\sigma_{\lambda}^g = \sigma_{\lambda_0}^g \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^4. \quad (\text{V.20}')$$

Рассчитанные значения коэффициента рассеяния $\sigma_{\lambda_0}^g(h)$ и оптической толщины $\tau_{p\lambda_0}$ в зависимости от высоты в атмосфере Венеры приведены в табл. 18.

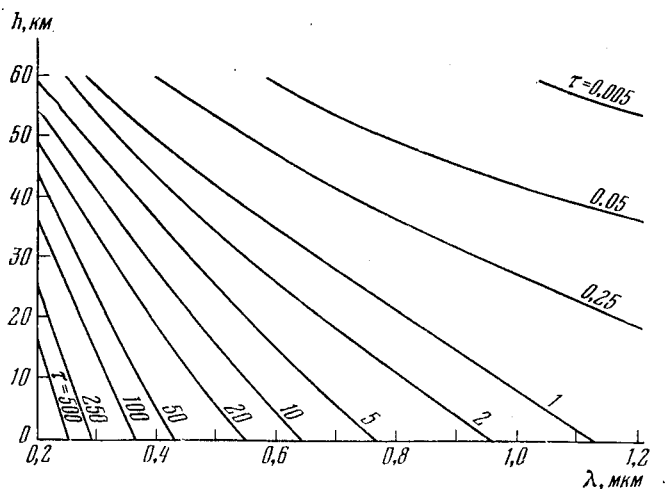


Рис. 80. Семейство кривых $\tau_p(\lambda)$ для атмосферы Венеры в зависимости от высоты.

При наличии взвешенной в газе аэрозольной составляющей оптические свойства атмосферы дополнительно зависят от концентрации, высотного распределения, распределения по размерам, природы и микроструктуры частиц. В этом случае все 16 компонент матрицы рассеяния $f_{ik}(\mu, \mu_0)$ могут быть, в принципе, различными. При характерных размерах частиц $\bar{r} \sim \lambda$ удобное приближение дается теорией Ми, позволяющей рассчитывать σ^a в зависимости от показателя преломления m и параметра $\rho = 2\pi r/\lambda$. С увеличением содержания аэрозоля и ростом этого параметра возрастает дисимметрия фазовой функции (вытянутость индикатрисы рассеяния в

Таблица 18

Коэффициент рэлеевского рассеяния $\sigma_{\lambda_0}^g(h)$
 $(\lambda_0 = 0,5 \text{ мкм})$ и соответствующая оптическая толщина $\tau_p^{\lambda_0}$
 в зависимости от высоты (согласно [37])

$h,$ км	$\sigma_{\lambda_0} \cdot 10^7$ см ⁻¹	$\tau_p^{\lambda_0}$	$h,$ км	$\sigma_{\lambda_0} \cdot 10^7$ см ⁻¹	$\tau_p^{\lambda_0}$	$h,$ км	$\sigma_{\lambda_0} \cdot 10^7$ см ⁻¹	$\tau_p^{\lambda_0}$
0	165	28,4	24	44	5,6	48	6,2	0,5
3	144	23,8	27	37	4,4	51	4,9	0,3
6	124	19,7	30	29	3,4	54	3,6	0,2
9	106	16,3	33	24	2,6	57	2,5	0,1
12	90	13,4	36	19	1,9	60	1,6	0,03
15	76	10,9	39	16	1,4	70	0,28	0,01
18	64	8,8	42	11	1,0	80	0,04	0,003
21	53	7,0	45	8,7	0,7			

переднюю полусферу) за счет определяющего влияния аэрозольной матрицы рассеяния $f_{ik}^a(\mu, \mu_0)$; одновременно возрастают σ_λ^a и α_λ по сравнению с σ_λ^g и κ_λ .

С учетом полидисперсности и неоднородности состава аэрозоля, второе слагаемое в (V.18) можно представить в виде [138]:

$$D_{ik}^a(\mu, \mu_0) = \sum_y \int_0^\infty n_y(r) D_{ik}^{(y)}[\rho, (\mu, \mu_0)] dr \quad (\text{V.22})$$

и с учетом предположения об изотропности ориентации отдельных частиц после интегрирования по углам получить выражение для эффективного сечения рассеяния:

$$\sigma^a = \sum_y \int_0^\infty n_y(r) \sigma^y(\rho) dr. \quad (\text{V.23})$$

Плотность распределения по размерам частиц сорта y , $n_y(r) = dN_y(r)/dr$ дается так называемым V -распределением $n(r) = n_0 e^{-\tau r^\nu}$, либо зависимостью типа Юнге [368, 568] при различных значениях параметра степенного рас-

предела $n(r) = cr^{-(\alpha+1)}$, где α , t , ν — константы, выражаемые через средний и модальный радиусы частиц.

V-распределение обычно реализуется в земных облаках, для которых согласно [161, 164], типичны два случая: $r_{\text{мод}} \simeq 4 \text{ мкм}$; $t \simeq 1,5 \text{ мкм}$; $\nu \simeq 6$ в случае облаков типа Sc, Cu, As и $r_{\text{мод}} \simeq 7 \text{ мкм}$; $t \simeq 0,4 \text{ мкм}$; $\nu \simeq 2$ в случае облаков типа St, Ns, As.

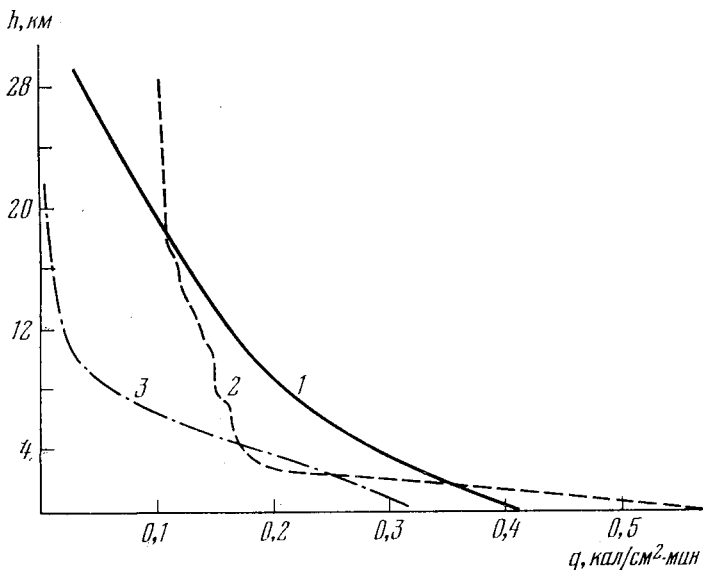


Рис. 81. Пример ослабления солнечной радиации в атмосфере Земли в зависимости от высоты (11 июля 1964 г., $\sec \theta = 2,85 \div 1,70$). 1 — рэлеевское рассеяние, 2 — аэрозольное рассеяние, 3 — поглощение многоатомными молекулами (по [385]).

Из наблюдений для земной атмосферы следует, что зависимость σ^a от λ удовлетворительно аппроксимируется показательной функцией вида

$$\sigma^a \sim \lambda^{-\psi}, \quad (\text{V.24})$$

причем показатель степени ψ варьируется в довольно широких пределах в зависимости от размера частиц. Рэлеевский закон ($\psi = 4$) выполняется до $\bar{r} \leq 0,15 \text{ мкм}$, а затем величина ψ с ростом размеров частиц быстро уменьшается и переходит через нуль, так что рассеяние в красной области оказывается более эффективным, чем

в фиолетовой. При $r \gtrsim 1$ мкм рассеяние становится неселективным [171, 175].

Для приповерхностного слоя земной атмосферы в условиях слабой мутности среды $\sigma^a \sim \lambda^{-1}$ [138]. Ослабление света в видимой области за счет аэрозольного рассеяния может превышать ослабление за счет молекулярного рассеяния в несколько раз (см., например, [71, 71а, 385]) *). В качестве примера на рис. 81 показана зависимость изменения ослабленной радиации по высоте, соответствующая измерениям в средних широтах СССР летом 1964 г. Как видим, общее ослабление у поверхности Земли превышает $1,2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$, причем около половины этой величины составляет аэрозольное рассеяние. Что же касается истинного поглощения света земным аэрозолем, то, как показывают оценки [62, 64, 142], оно сравнительно невелико.

Действительная и мнимая части комплексного показателя преломления, зависящие от химической природы аэрозоля, вместе со средним и модальным радиусами частиц определяют угловые зависимости матрицы рассеяния, в частности, форму индикатрисы рассеяния. Приближение изотропного или рэлеевского рассеяния при наличии аэрозоля оказывается непригодным. Обычно индикатрису рассеяния разлагают по полиномам Лежандра, оставляя в рассмотрении тем больше членов, чем больше ее вытянутость:

$$x(\varphi) = \sum_i x_i P_i(\cos \varphi). \quad (\text{V.25})$$

Частным случаем (V.25) при $i = 3$, когда $x_1 = 0$, а $x_2 = 1/2$, является рэлеевская индикатриса (V.21). Применяются и различные другие представления, позволяющие наилучшим образом аппроксимировать сильно вытянутые индикатрисы, часто встречающиеся на практике (см. [149]). Индикатрису рассеяния, определенную по формулам Ми и усредненную по размерам частиц, даваемых распределением $n(r)$, обычно называют полидисперсной. Таблицы полидисперсных индикатрис можно найти в [51, 267].

*) Повышенное содержание аэрозоля отмечается не только у поверхности Земли в тропосфере, но и в стратосфере и мезосфере (на 10—15 км, около 25 и 80 км), где наблюдаются соответственно перистые, перламутровые и серебристые облака. Гипотетические представления о возможном источнике аэрозоля на Венере за счет вулканических извержений развиваются в работе [261].

При рассмотрении уравнения переноса монохроматического излучения, неконсервативно рассеиваемого оптически плотной дисперсной средой, широкое применение находят асимптотические методы (см. [40, 139, 149]) и приближение Шустера — Шварцшильда, или так называемое двухпотоковое приближение, приводящее к двум линейным дифференциальным уравнениям первого порядка с постоянными коэффициентами (см. [50, 56]). В этих случаях средние удельные интенсивности в полусферах определяются с использованием удобных для табулирования параметров индикатрисы рассеяния l или Γ , характеризующих ее вытянутость. Параметр l является функцией среднего косинуса угла рассеяния x_1^* :

$$l = \frac{4}{3 - x_1^*}; \quad x_1^* = \frac{1}{3} \int_{-1}^1 x(\varphi) \cos \varphi d\varphi. \quad (\text{V.26})$$

Параметр Γ представляет собой разность между долями света, рассеянного в переднюю и заднюю полусферы

$$\Gamma = \frac{1}{2} \int_0^1 \left\{ \int_0^1 x(\mu, \hat{\mu}_0) d\mu - \int_{-1}^0 x(\mu, \hat{\mu}_0) d\mu \right\} d\mu_0. \quad (\text{V.27})$$

Очевидно, при изотропном рассеянии, аналогично x_1^* , $\Gamma = 0$.

В выражении (V.15) присутствует слагаемое κ_λ , оказывающее сильное влияние на перенос излучения в полосах поглощения. В углекислой атмосфере в видимой области при нормальных условиях таких полос нет, а в ближней инфракрасной области присутствует ряд слабых полос поглощения с центрами на $\lambda\lambda$ 0,83; 0,86; 0,92 и 0,96 мкм. Более заметно может влиять водяной пар на $\lambda > 0,7$ мкм; вместе с тем оценки оптической толщины в поглощении с использованием значений $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ согласно, например, [108] показывают, что при нормальных условиях для основной части солнечного спектра непрозрачность водяного пара мала. Эти оценки могут измениться в глубоких слоях атмосферы Венеры при больших P , прежде всего за счет поглощения на комплексах молекул CO_2 и H_2O . Однако особенно существенно истинное поглощение в более длинноволновой области, ответственной за

перенос тепловой радиации, где член κ_λ начинает играть определяющую роль. При больших давлениях и температурах значительный вклад здесь, в частности, вносит континуальное поглощение на крыльях удаленных линий и индуцированное поглощение. Эти особенности специально рассматриваются в § V.4.

Характеристики отраженного излучения. Важную информацию об оптических свойствах планетной атмосферы, в частности, о соотношении между отдельными членами (V.15) в видимой области спектра, дает анализ характеристик отраженного излучения.

До недавнего времени результаты наземных наблюдений, определяющие интегральные оптические свойства планеты (спектральные, фотометрические и поляризационные характеристики, распределение яркости по диску, изменение визуальной фазовой кривой) были единственным источником сведений о переносе солнечного света на Венере. К сожалению, эти результаты не дают однозначного ответа на вопросы об относительной роли рассеяния и поглощения радиации в атмосфере и облаках, структуре облаков, содержании и природе аэрозоля. Еще более трудно получить оценки оптического режима в глубоких слоях, и, в частности, освещенности у поверхности планеты, поскольку основная доля фотонов, ответственных за отражательные характеристики Венеры, вряд ли проникает в облака глубже нескольких сот метров [117, 164].

Сравнительно высокая интенсивность блеска Венеры вблизи нижнего соединения означает, что ее индикатриса рассеяния сильно вытянута в переднюю полусферу. Этот результат не является неожиданным ввиду наблюдаемого плотного облачного слоя на Венере. Как уже отмечалось, наличие значительного количества аэрозоля или облачных капель (либо их смесей) с размерами, сравнимыми или больше длины волны, должно приводить к сильной асимметрии фазовой функции, отвечающей рассеянию в мутной среде. Это сильно усложняет задачу получения из решения уравнения переноса характеристик диффузного (зависящего от угла) пропускания и отражения в такой атмосфере, особенно с учетом поглощения. Подобные задачи рассматривались Романовой [140, 141] и Ирвином [358]. Надежной интерпретации результатов наземных оптических

измерений прежде всего препятствует отсутствие данных, определяющих свойства матрицы элементарного акта рассеяния типа (V.19) (форма, размеры и концентрация частиц, комплексный показатель преломления, зависимость степени поляризации от кратности рассеяния, форма индикатрисы). Наоборот, для получения оценок этих параметров необходимо использовать совокупность доступных данных наблюдений.

Из анализа поляриметрических измерений Герельса и Самуэлсона [309], дающих зависимость степени поляризации p от угла фазы α , Соболев [147, 148] получил значение $x_1 = 2,1$. Оно соответствует среднему радиусу частиц $\bar{r} = 1,2$ мкм и показателю преломления $m = 1,5$ (при этом зависимость от m не является сильной).

Наиболее полная информация относительно m и $\bar{r}$ получена Хансеном [337], Хансеном и Аркингом [336] и Хансеном и Ховениром [576] из сопоставления поляриметрических измерений Коффина и Герельса [248] и Лио [406] с расчетной моделью облачной атмосферы, степень поляризации в которой определялась с учетом многократного рассеяния в рэлеевской среде, содержащей сферические частицы. Полученные значения, наилучшим образом удовлетворяющие данным измерений, показаны на рис. 82, а и б. Расчеты приводят к оценке действительной части комплексного показателя преломления на вершине облаков (в диапазоне $\lambda_0 = 0,55$ мкм) $m = 1,44 \pm \pm 0,015$. При этом обнаруживается явная тенденция к слабому уменьшению m между ультрафиолетовой и инфракрасной областями спектра (от $m = 1,46 \pm 0,015$ на $\lambda = 0,365$ мкм до $m = 1,43 \pm 0,015$ на $\lambda = 0,99$ мкм). Мнимая часть, определяемая из фазовой матрицы для акта однократного рассеяния при $\omega_0 \simeq 1$ и $\bar{r} \simeq 1$ мкм, пренебрежимо мала. С полученной оценкой среднего эффективного радиуса частиц облаков ($r = 1,05 \pm 0,10$ мкм при узком распределении по размерам) хорошо согласуются результаты расчетов Коффина [247, 249] с использованием теории Ми: $\bar{r} = 1,25 \pm 0,25$ мкм. Близкие значения получены в работе [14].

Приведенные значения m и $\bar{r}$ и зависимость $m(\lambda)$ удовлетворяют идеализированной модели атмосферы с однородными оптическими свойствами в некотором интервале высот, что, видимо, упрощает реальную ситуацию.

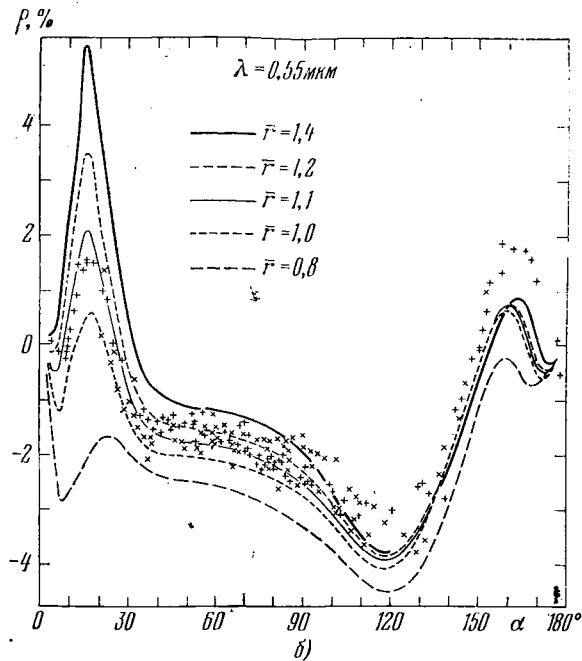
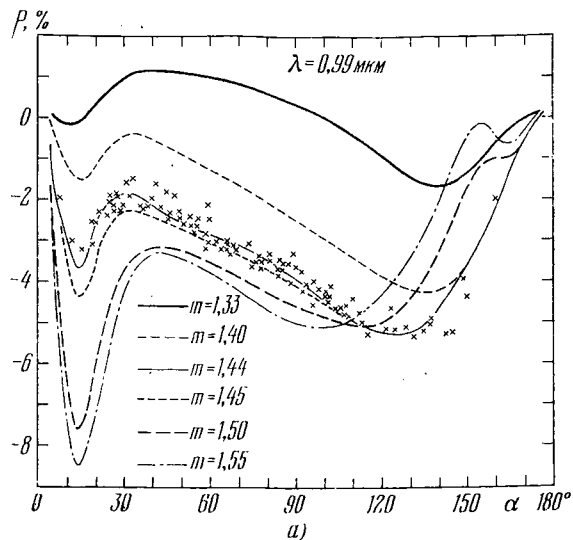


Рис. 82. Зависимость степени поляризации от фазового угла: а — теоретические кривые Хансена, аппроксимирующие результаты наблюдений Коффина и Герельса на $\lambda = 0,99$ мкм (крестики), при разных значениях показателя преломления m . При расчетах использованы размеры частиц $\bar{r}$, дающие наилучшее согласование с измерениями на всех длинах волн: $\bar{r} = 0,7; 0,8; 1,1; 1,1; 1,2$; и $1,2$ мкм, соответственно, начиная с $m = 1,33$. Принятое альбедо на $\lambda = 0,99$ мкм $A = 0,90$. б — теоретическая аппроксимация наблюдений Лيو (плюсы) и Коффина и Герельса (крестики) на $\lambda = 0,55$ мкм. Расчетные кривые Хансена соответствуют $m = 1,45$ при нескольких значениях среднего радиуса рассеивающих частиц $\bar{r}$ мкм [337].

Тем не менее эти результаты существенно сужают диапазон параметров, от которых зависят оптические свойства облаков, и вместе с тем ограничивают варианты возможных составляющих и их фазового состояния на уровне отражения (см. § IV.7).

Визуальные фазовые кривые Венеры, полученные по измерениям Ирвина [354], Наклеса и др. [383],

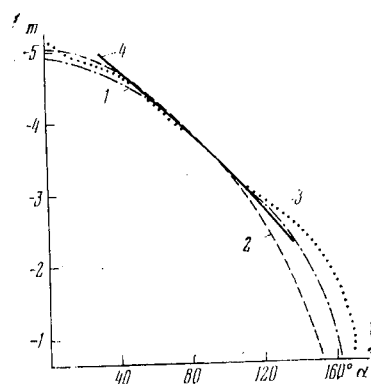


Рис. 83. Визуальные фазовые кривые отражения Венеры: 1 — по наблюдениям в 1963—1965 гг. [354], 2—3— результаты расчетов для однослойной атмосферы ($2 - \tau_c = 0$, $\tau_p = \infty$, 3 — $\tau_c = \infty$, $\tau_p = 0$), 4 — для двухслойной атмосферы ($\tau_c = 20$, $\tau_p = 20$) [37].

свидетельствуют о значительной концентрации аэрозоля в атмосфере, которая, возможно, не сохраняется постоянной, если различия фазовых кривых по измерениям в 1956 и 1963—1965 гг. относить за счет оптической толщины эффективного рассеивающего слоя облачной атмосферы. Однако скорее это различие связано с методическими и инструментальными погрешностями, прежде всего с осреднением по углам падающего и отраженного излучения и с трудностями измерений при больших и малых углах фазы. На рис. 83 наряду с экспериментальными данными показаны результаты расчетов Аркинга и Поттера [183] и Галина и др. [37].

Кривые Аркинга и Поттера получены для двух предельных случаев консервативного рассеяния в однослойной атмосфере, в которой бесконечно большая оптическая толщина обеспечивается за счет чисто молекулярного рассеяния ($\tau_p = \infty$; $\tau_c = 0$) либо за счет облаков ($\tau_p = 0$, $\tau_c = \infty$). Отрезок кривой Галина и др., полученный в приближении двухслойной модели с $\tau_c \simeq \tau_p = 20$ при индикатрисе рассеяния монодисперсного облака ($\rho = 2\pi r/\lambda = 30$) ближе к экспериментальным данным в диапазоне фазовых углов $60 \leq \alpha \leq 140^\circ$. Это, однако, не означает, что рассмотренная идеализированная модель единственно удовлетворяет эксперименту: при наличии, например, в молеку-

лярном подслое аэрозольной составляющей совокупный эффект двух слоев может оказаться ближе к модели однородной атмосферы с полидисперсной индикатрисой [164].

Основные отражательные и эмиссионные характеристики Венеры, суммированные Ханке [338], представлены на рис. 1. Кривая, соответствующая монохроматическому сферическому альбедо A_λ в диапазоне от 0,2 до 4 мкм, построена по данным наземной спектрофотометрии, с учетом исправления за поглощение в полосах CO_2 . Величины альбедо для области 0,31—1,06 мкм получены Ирвином [354, 355], к ним нормированы приведенные на рис. 1 значения A_λ в ближней ультрафиолетовой $\lambda \leq 0,3$ мкм (согласно [182]) и в ближней инфракрасной областях спектра (между 0,8 и 1,2 мкм [338] и от 1,2 до 3,5 мкм [220, 393]). Данные для инфракрасной области (λ 3—14 мкм) взяты согласно [314, 501] и приведены к соответствующему значению A на $\lambda = 3,2$ мкм.

Экспериментальные данные указывают на то, что истинное поглощение преобладает в областях $\lambda > 2,4$ мкм и $\lambda < 0,45$ мкм, а в видимом и ближнем инфракрасном спектре оно практически отсутствует. Наибольшего значения величина A_λ достигает в желтой и красной областях спектра, что, вероятнее всего, обусловлено интенсивным рассеянием частицами облаков, обладающими альбедо единичного рассеяния ω_0 , близким к единице. Это непосредственно следует из результатов расчетов в модели однородной полубесконечной атмосферы, если воспользоваться асимптотической формулой Соболева [149, 150], устанавливающей связь между наблюдаемым альбедо A и оптическими параметрами среды. В частном случае полубесконечной рассеивающей атмосферы при $k\tau \gg 1$ и $0 < (1 - \omega_0) \ll 1$

$$A = 1 - 4 \sqrt{\frac{1 - \omega_0}{3 - x_1}}; \quad (\text{V.28})$$

$$k = \sqrt{(1 - \omega_0)(3 - x_1)} \quad (\text{V.28}')$$

— постоянная, определяемая из условия разрешимости уравнения переноса излучения, описывающего световой режим в глубоких слоях *).

*) Это выражение получается путем разложения точной формулы для k по степеням $\sqrt{1 - \omega_0}$, если ограничиться членами порядка $\sqrt{1 - \omega_0}$ (см. [149]).

Таблица 19

Оптические характеристики атмосферы Венеры,
соответствующие измеренному альбедо A_λ ,
для двух моделей

$\lambda, \text{Å}$	A_λ	$\omega_0 (k\tau \geq 1)$	$\kappa^*, \text{см}^{-1}$ ($k\tau \geq 1$)	($k\tau \leq 1$; $\alpha = 0$)
3147	0,45	0,9835	66	3,4
3590	0,52	0,9871	52	4,5
3926	0,56	0,9891	42	5,4
4155	0,66	0,9937	25	8,4
4573	0,77	0,9970	12	14,7
5012	0,79	0,9975	10	16,6
6264	0,94	0,9998	0,8	69,3
7297	0,93	0,9997	1,2	58,6
8595	0,89	0,9993	2,8	35,8
10630	0,89	0,9993	2,8	35,8
U	0,49	0,9993	2,8	
B	0,71			
V	0,80			

Величины ω_0 , рассчитанные с использованием полученных Ирвиноми др. [354, 355] монохроматических фазовых кривых Венеры, сведены в табл. 19. С данными табл. 19 хорошо согласуются независимые оценки Соболева [147, 148], дающие в диапазоне видимого света $\omega_0 = 0,989$. Заметим, что согласно Чемберлену [240] характер вариации интенсивности сильной полосы $\lambda = 1,6 \text{ мкм}$ в зависимости от фазы также требует, чтобы величина ω_0 в континууме была близка к единице.

Поскольку $\omega_0 = \frac{\sigma}{\sigma + \kappa}$, или (при $\kappa \ll \sigma$) $1 - \omega_0 \simeq \kappa/\sigma$, где σ и κ — объемные коэффициенты рассеяния и поглощения, отличие ω_0 от единицы следует отнести за счет истинного поглощения в полубесконечной рассеивающей среде. Мороз [119] вычислил величины объемного коэффициента поглощения материала, составляющего частицы, κ^* , из соотношения $\kappa^* = \frac{1}{2r} \frac{1 - \omega_0}{\omega_0}$; значения κ^* также приведены в табл. 19. Как видим, наибольшее поглощение имеет место в интервале $0,3 - 0,4 \text{ мкм}$, а минимальное примерно на $0,6 \text{ мкм}$, тем не менее минимальная величина $1 - \omega_0$ (а значит, κ/σ) оказывается приблизительно на три порядка больше соответствующего значения для зем-

ных облаков в видимой и ближней инфракрасной областях спектра [163, 335]. Если допустить, что все излучение, не отраженное планетой в окружающее пространство, достигает поверхности, то прозрачность атмосферы Венеры должна быть в этом случае довольно высокой, соответствующей $R = \frac{1 - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\kappa}{\sigma} = 10^{-3} - 10^{-2}$ (для земных облаков $R \sim 10^{-7}$).

Наблюдаемые оптические характеристики Венеры можно также объяснить, исходя из представлений о консервативной атмосфере конечной оптической толщины. В этом частном случае ($k\tau \ll 1$, $\omega_0 \simeq 1$) формула Соболева запишется в виде

$$A = 1 - \frac{4}{(3 - x_1)\tau + 4,2 + \frac{4a}{1 - a}}, \quad (\text{V.29})$$

где a — альбеда поверхности планеты. Соответствующие этой модели оценки τ в предположении $x_1 = 2,1$ и $a = 0$ показаны в крайнем правом столбце табл. 19. Учет $a \neq 0$ несколько уменьшит τ . Более строгие вычисления Романовой [140] для моделей оптически толстых слоев при сильно вытянутой индикатрисе рассеяния приводят к значению оптической толщины среды с параметрами, соответствующими атмосфере Венеры, $\tau = 65_{-20}^{+50}$. Из расчетов Поллака [463] для модели консервативного рассеяния облаками и атмосферой Венеры, состоящей из CO_2 и H_2O , при $\bar{r} = 7,5$ мкм и для двух значений оптической толщины облаков в визуальной области спектра ($\tau_c = 18$ и 43) следует, что оптическая толщина рассеивающего слоя и поверхностное давление, по существу, перестают оказывать влияние на величину A_λ при $\lambda > 1$ мкм, т. е. в этой области характер отражения полностью определяется облаками.

Интересные расчеты зависимости плоского альбеда D_λ ($A_\lambda - 2 \int_0^1 D_\lambda(\mu_0) \mu_0 d\mu_0$, где $\arccos \mu_0$ — угол падения солнечных лучей) рассеивающей полубесконечной атмосферы от оптической толщины облаков в приближении двухслойной модели выполнены Галиным и др. [37]. Предполагалось, что размеры частиц облаков подобны

земным, т. е. довольно велики ($\bar{r} \sim 5$ мкм). Из рис. 84 следует, что при $\tau_c \leq \tau_p$ альbedo сначала уменьшается (очевидно, за счет вытянутости индикатрисы), а затем, при $\tau_c > \tau_p$, с ростом общей оптической плотности атмосферы $\tau = \tau_c + \tau_p$, оно возрастает. Эти зависимости

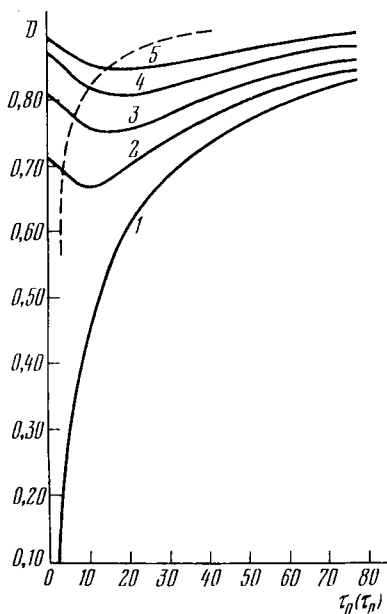


Рис. 84. Плоское альbedo двухслойной атмосферы в зависимости от τ_c при $\mu_0 = \cos \theta = 1$. Значениям $\tau_p = 0; 5; 10; 20; 30$ соответствуют сплошные кривые 1, 2, 3, 4, 5, прерывистая линия — чисто рэлеевская атмосфера [37].

позволяют объяснить уменьшение A_λ в области $0,62 \leq \lambda \leq 1$ мкм за счет убывания с длиной волны τ_p от 12 до 2 и приводят к значению $\tau_c \geq 60$ на $\lambda = 0,626$ мкм, где $A_\lambda = A_{\lambda \max}$ (см. рис. 1). Аналогичные оценки для коротковолновой области подтверждают факт незначительности истинного поглощения при уменьшении A_λ вплоть до $\lambda \simeq 0,5$ мкм и одновременно указывают на то, что поглощение должно происходить в облаке, а не в подоблачной атмосфере. Вычисленная величина $\omega_0 = 0,9987$ на $\lambda = 0,52$ мкм близка при этом к значению, следующему из табл. 19. Расчетные оценки A_λ при указанных условиях согласно [37] показаны точками на рис. 1.

Характер изменения A_λ между 0,6 и 0,5 мкм можно

объяснить и в рамках модели однослойной облачной атмосферы с рэлеевской индикатрисой и размерами частиц облаков $\bar{r} \sim 1$ мкм (что, как мы видели, лучше отвечает данным поляриметрии (см. рис. 82, б)). В этом случае необходимо допустить, что истинное поглощение происходит, наоборот, не в облаке ($\omega_0^c = 1$), а в лежащей ниже молекулярной атмосфере, причем величина поглощения должна быть значительной ($\omega_0^p \simeq 0,95$). Уменьшение

альбедо можно отнести при этом за счет спектральной зависимости коэффициента рассеяния при малых размерах частиц [164]. Результаты расчетов *) для вариантов однослойной и двухслойной моделей, когда размеры частиц облаков лежат в пределах $\bar{r} = 0,5\text{--}1,5$ мкм, в сопоставлении с экспериментальной кривой A_λ , показаны на рис. 85.

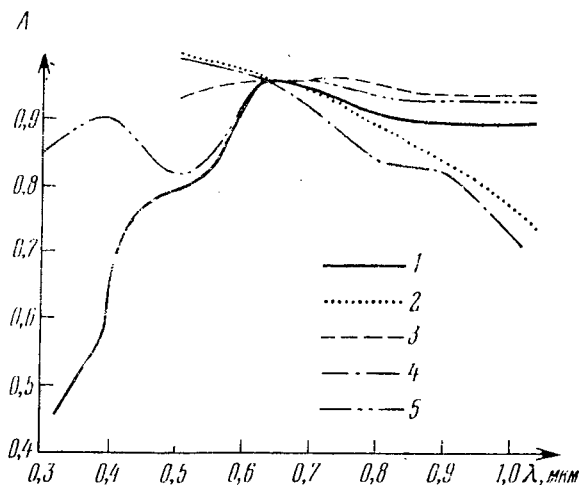


Рис. 85. Монохроматическое сферическое альбедо Венеры. Кривая 1 — измерения, кривые 2—4 — расчеты для двухслойной модели при $\bar{r} = 0,5; 1; 1,5$ мкм, кривая 5 — расчет для однослойной модели при $\tau_p = 0$, $\bar{r} = 1$ мкм.

Что касается резкого уменьшения A_λ в области $\lambda < 0,4$ мкм, впервые зарегистрированного Синтоном [502] и Эвансом и др. [292], то его едва ли можно отнести за счет поглощения в облаках (поскольку их коэффициент поглощения в ультрафиолете слишком мал) и тем более в подоблачной атмосфере. Вероятнее всего, поглотитель сосредоточен в дымке, располагающейся выше границы видимого облачного слоя и делающей эту границу размытой. Его можно отождествить с фракцией $\psi(x)$ в табл. 15.

Многократное рассеяние дымкой или частицами облаков, видимо, играет важную роль в формировании полос поглощения в наблюдаемых спектрах Венеры, прежде

*) Эти расчеты выполнены Н. Л. Лукашевич.

всего полос CO_2 . Относительная интенсивность различных поглотителей и изменение полос поглощения в зависимости от фазы Венеры не согласуется с представлениями о простой отражающей поверхности ниже газового слоя атмосферы или однородной поверхности облаков. При неизвестной относительной роли рассеивающих и поглощающих компонент хорошее приближение для описания спектров поглощения в видимой и ближней инфракрасной областях дается полубесконечной моделью консервативного изотропного рассеяния Чемберлена и Смита [240, 241], с использованием концепции удельного содержания рассеивающей фазы, введенной Белтоном [212]. Оптические свойства этой модели соответствуют наблюдаемому характеру визуального альбедо планеты при $\tau \gtrsim 20$, что, как мы видели, можно согласовать с приведенными выше значениями.

Напомним, что оценки нижней и верхней границы венерианских облаков (см. § IV.7) приводят к их геометрической толщине $\Delta h_c \simeq 10\text{--}20$ км. Если принять во внимание, что оценки τ_c преимущественно лежат в пределах 10—60, то оказывается, что величина $\tau_c/\Delta h_c \simeq 1\text{--}6$ км⁻¹, т. е. облака не слишком замутнены. Средняя величина объемного коэффициента рассеяния при этом составляет $\bar{\sigma} \simeq (2\div 5) \cdot 10^{-5}$ см⁻¹, чему соответствует средняя концентрация $N \simeq \bar{\sigma}/2\pi\bar{r}^2 \simeq 600$ см⁻³ для частиц микронного размера. Для сравнения укажем, что в земных облаках $\bar{\sigma} \simeq 10^{-4}$ см⁻¹, а средняя концентрация ледяных кристаллов с $\bar{r} \simeq 20$ мкм примерно того же порядка, около 400 см⁻³ [163, 164].

Измерение освещенности в атмосфере и у поверхности. Для специфических условий Венеры прямые измерения светового потока от Солнца представляют, по существу, единственную возможность надежного определения зависимости его ослабления от высоты. Это, как мы видели, имеет принципиально важное значение для установления энергетического баланса атмосферы и причины ее разогрева, выяснения оптических свойств атмосферы на разных уровнях и структуры облаков, определения величины освещенности у поверхности. Однако оптические измерения в условиях горячей плотной атмосферы Венеры представляют большие трудности. Впервые такой эксперимент был осуществлен 22 июля 1972 г. на авто-

матической станции «Венера-8». Основные результаты опубликованы в работах Авдеевского и др. [8, 190] и Марова и др. [415], которым мы и будем следовать в дальнейшем изложении.

Фотометрические приборы, установленные на спускаемом аппарате АМС «Венера-8», были созданы для измерения световых потоков в условиях длительного воздействия

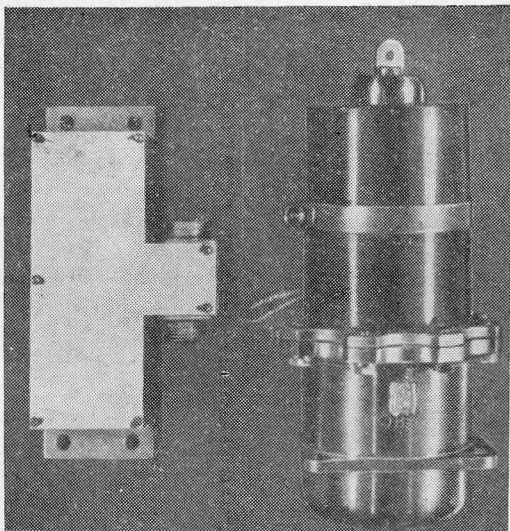


Рис. 86. Общий вид измерителя освещенности «Венеры-8».

температур до 500°C при давлении до 100 атм , с учетом больших перегрузок, возникающих при входе спускаемого аппарата в атмосферу планеты. Так как условия поглощения света в тропосфере не были заранее известны, прибор рассчитывался на широкий диапазон чувствительности. Надежность эксперимента обеспечивалась установкой на спускаемом аппарате двух идентичных приборов, включающих датчик и электронный блок.

Общий вид датчика показан на рис. 86, а его схема — на рис. 87. Световой поток из верхней полусферы через стеклянный вертикально расположенный светопровод 1, окруженный слоем теплоизоляции 2, поступает на чув-

ствительный элемент 3, в качестве которого использовалось сернистокадмиевое фотосопротивление типа СФ2-2. Приемник излучения, определяющий спектральную характеристику прибора, помещен на специальной вставке 4. Вставка 4 расположена внутри герметичного теплоизолированного корпуса 5, показанного на рис. 86.

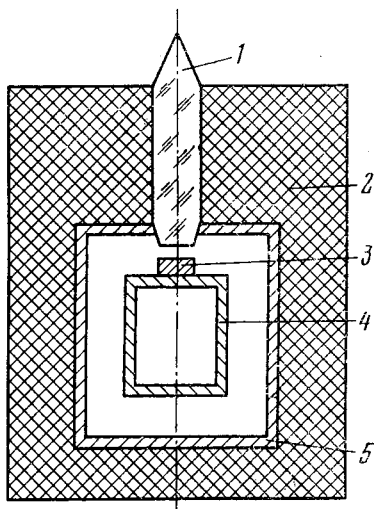


Рис. 87. Схема датчика измерителя освещенности «Венеры-8». 1 — светопровод; 2 — слой теплозащиты; 3 — чувствительный элемент; 4 — терморегулирующая вставка; 5 — теплоизоляционный корпус.

Температура светоприемника 3 измерялась с помощью термистора. Сбоку от верхней части светопровода встроена миниатюрная эталонная лампа для проверки работоспособности прибора.

Датчики устанавливались вертикально в парашютном отсеке спускаемого аппарата. Раскрывшийся парашют вырезал телесный угол примерно 0,05 стерадиана, т. е. занимал около 1% поля зрения приборов, поэтому его влияние на результаты измерений незначительно. Электронный блок, расположенный внутри спускаемого аппарата, выдавал сигналы, пропорциональные логарифму измеряемой освещенности, по двум

каналам: по первому — при изменении освещенности от 1 до 10^3 лк и по второму — от 10^2 до 10^5 лк *).

Зависящий от высоты поток лучистой энергии из верхней полусферы в спектральном диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$ определяется выражением

$$F^-(h) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda(h, \mu_0, \psi) \mu_0 d\mu_0 d\psi d\lambda, \quad (V.30)$$

*) Указанные пределы соответствуют белому свету.

где $I_\lambda(h, \mu_0, \psi)$ — спектральная плотность солнечного излучения на длине волны λ на высоте h над поверхностью планеты в единичном телесном угле в направлении l , характеризуемом углом с внешней вертикалью $\theta = \arccos \mu_0$ и азимутальным углом ψ , отсчитываемым от солнечного вертикаля.

Фотометр с осесимметричной диаграммой направленности (индикатрисой) $\Xi(\theta)$, каким являлся измеритель освещенности на «Венере-8», регистрирует некоторую часть плотности лучистого потока, падающего на приемную площадку прибора W , которая однозначно определяет величину выходного сигнала. Если помимо $\Xi(\theta)$ принять во внимание относительную спектральную чувствительность прибора $S(\lambda)$, то выражение (V.30) удобно переписать в виде

$$W(h) = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty I_\lambda(h, \theta) S(\lambda) \Xi(\theta) \sin \theta d\theta d\lambda. \quad (\text{V.31})$$

Для фотометра «Венеры-8» функция $\Xi(\theta)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \Xi(\theta) \sin \theta d\theta = \frac{1}{2}. \quad (\text{V.32})$$

Вид индикатрисы датчика $\Xi(\theta)$, показанной на рис. 88, определяется формой верхнего конца светопровода. Для расширения поля зрения до 2π стерadian его верхняя часть была выполнена в виде конуса с углом при вершине, равным 60° . Полученная диаграмма направленности обеспечивает достаточно высокую точность расчетов при замене изотропным излучением любого возможного углового распределения излучения в атмосфере Венеры на высотах спуска АМС «Венера-8».

Спектральная характеристика измерителя освещенности $S(\lambda)$ (рис. 89) заключена в пределах от $\lambda \simeq 0,4$ мкм до $\lambda \simeq 0,8$ мкм, эффективная длина волны $\lambda_{\text{эфф}} \simeq 0,63$ мкм. Спектральная характеристика определялась при различных температурах фоторезистора и различных освещен-

ностях. На рис. 89 тонкими линиями отмечена область, соответствующая погрешности определения функции $S(\lambda)$

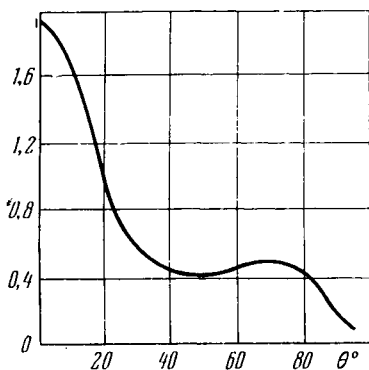


Рис. 88. Индикатриса измерителя освещенности «Венеры-8».

и ее изменению при нагреве фоторезистора за время спуска до поверхности Венеры.

Связь между показаниями приборов, величиной освещенности и температурой фоторезисторов устанавливалась путем тарировки в фотометрической сфере, где создавалось изотропное излучение, источником которого служила ксеноновая лампа высокого давления мощностью 1 *квт*. Освещенность внутри фотометрической сферы из-

мерялась люксметром с селеновым фотоэлементом. В процессе тарировки измерялась величина выходного сигнала

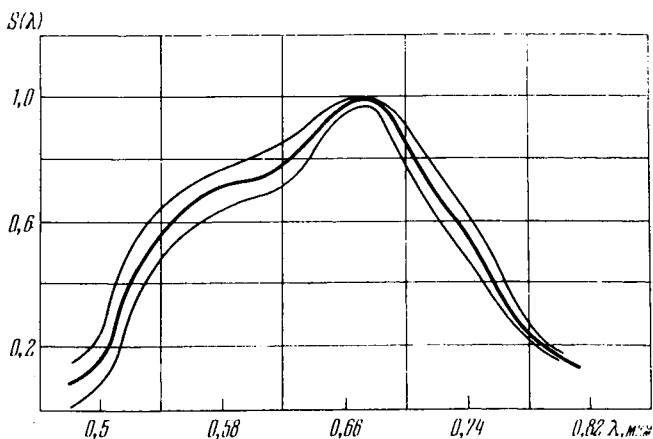


Рис. 89. Спектральная характеристика измерителя освещенности «Венеры-8».

с электронного блока в 20—30 точках при изменении освещенности от 10^5 до 1 люкса. Циклы тарировки производились при различных температурах чувствительных

элементов, в пределах от -10°C до $+85^\circ\text{C}$, что соответствовало ожидаемому диапазону температур при спуске в атмосфере для принятой конструкции прибора. Помимо этого контрольные образцы приборов прогревались до 150°C и результаты их тарировки использовались для экстраполяции тарировочных характеристик летных образцов в область более высоких температур.

Для интерпретации результатов измерений необходимо знать коэффициент пропорциональности между освещенностью E в фотометрической сфере, измеряемой люксметром, и величиной W , регистрируемой тарированным прибором. Из условий тарировки следует, что коэффициент пропорциональности χ между E и W определяется из отношения

$$\chi = \frac{E}{W} = \frac{K \int_0^\infty B_\lambda d\lambda \int_0^\infty S_{\Phi\lambda}(\lambda) I_\lambda^{K\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty S_{\Phi\lambda}(\lambda) B_\lambda d\lambda \int_0^\infty S(\lambda) I_\lambda^{K\lambda} d\lambda}, \quad (\text{V.33})$$

где K — светоотдача Солнца, равная $99 \text{ лк/вт} \cdot \text{м}^{-2}$, $S_{\Phi\lambda}(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотоэлемента люксметра, $S(\lambda)$ — спектральная чувствительность прибора, B_λ — распределение энергии в спектре Солнца ($S(\lambda) \equiv 1$); $I_\lambda^{K\lambda}$ — распределение энергии в спектре ксеноновой лампы. Величину χ можно определить также экспериментально, путем сравнения показаний прибора, протарированного с помощью люксметра и освещаемого светом эталонной ленточной лампы, с величиной W , рассчитанной согласно (V.31) с учетом геометрического фактора источника:

$$W = \frac{G \varepsilon c_1}{\pi R^2} \int_0^\infty \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_\lambda}\right) S_\lambda \Xi(0) d\lambda, \quad (\text{V.34})$$

где G — площадь ленты лампы, ε — коэффициент излучения, R — расстояние от лампы до светопровода, c_1 и c_2 — константы излучения ($c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2}$, $c_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{град}$), T_λ — температура ленты лампы.

Оба способа приводят к значению коэффициента пропорциональности, равному $\chi = 400 \pm 50 \text{ лк/вт} \cdot \text{м}^{-2}$, который может быть использован для оценок освещенности,

создаваемой солнечным диффузным излучением. Нетрудно при этом видеть, что полная энергия светового потока $W_{\Sigma} \simeq 4W$. Погрешность тарировки составляет $\pm 20\%$ *) и сохраняется примерно постоянной во всем диапазоне изменения величины W при спуске в атмосфере Венеры.

Первичные результаты измерений величины W в зависимости от времени приведены в табл. 20. За время спуска было проведено 27 измерений освещенности и 9 измерений температуры светоприемников. Последние позволили ввести необходимые поправки при определении величин W . Было учтено также увеличение чувствительности прибора на 12% за время, прошедшее от тарировки до подлета к Венере, обнаруженное при помощи эталонной лампы во время сеанса связи со станцией за две недели до посадки. В табл. 20 указаны оценки погрешности измерений δW , найденные с учетом погрешности тарировки и допустимой ошибки при передаче телеметрической информации. В последнем столбце приведены величины освещенности, которые отвечают измеренным величинам W в случае, если спектральный состав регистрировавшегося светового потока соответствовал солнечному.

На рис. 90 представлена зависимость величины W (и соответствующей ей в оговоренном выше предположении освещенности E) от высоты над поверхностью Венеры в месте посадки аппарата при солнечном зенитном угле $\theta = 84,5 \pm 2,5$. Привязка к высоте соответствует расчету по уравнению гидростатического равновесия с использованием измеренных T и P при спуске «Венеры-8». Тонкими линиями ограничена область возможных отклонений экспериментальных кривых в результате погрешностей приборов. Случайные ошибки, определяемые разбросом экспериментальных точек вокруг средней кривой, не превышают 10%.

На графике четко видны две области, принципиально различающиеся по характеру изменения $W(h)$. В диапазоне высот $0 \div (32 \pm 3)$ км среднее значение производной dW/dh в шесть раз меньше, чем на высотах, больших 32 км. Если исключить влияние плотности, введя вместо истинной

*) Сюда входят погрешность люксметра ($\sim 10\%$), неопределенность величины коэффициента χ ($\sim 15\%$), погрешность измерений температуры чувствительного элемента, случайный разброс тарировочных точек.

Таблица 20

Измерения освещенности на АМС «Венера-8»

№ изме- рения	Время (моск.)			W, вт/м^2	δW , вт/м^2	E, лк
	час.	мин.	сек.			
1	11	38	25	10,3	3	4120
2	11	40	31	8,2	2,5	3680
3	11	41	34	7,3	2	2920
4	11	43	40	5,3	1,5	2120
5	11	46	21	3,9	1	1560
6	11	48	02	3,3	1	1320
7	11	50	08	3,3	1	1320
8	11	58	42	3,0	1	1200
9	11	59	45	2,8	0,8	1120
10	12	00	48	2,8	0,8	1120
11	12	01	16	3,0	0,9	1200
12	12	09	22	2,4	0,6	960
13	12	10	25	2,6	0,7	1040
14	12	11	28	2,3	0,6	920
15	12	11	56	2,3	0,6	920
16	12	12	31	2,6	0,7	1040
17	12	13	34	2,5	0,7	1000
18	12	14	37	2,1	0,6	840
19	12	15	47	2,1	0,6	840
20	12	17	18	1,9	0,5	760
21	12	21	32	1,5	0,4	600
22	12	22	07	1,6	0,5	640
23	12	23	10	1,5	0,4	600
24	12	24	13	1,6	0,5	640
25	12	25	23	1,5	0,4	600
26	12	31	44	1,0	0,5	400
27	12	32	12	1,0	0,4	400

высоты соответствующую ей высоту однородной атмосфе-

ры $H = \frac{1}{\rho_0} \int_0^h \rho \, dh$, где ρ и ρ_0 — плотность газа на высоте

h и у поверхности, то, как видно из рис. 91, изменение характера кривой при $h = 32$ км проявляется еще более резко.

Уже качественное рассмотрение зависимости изменения освещенности с высотой обнаруживает ряд важных закономерностей. Величина ослабления светового потока в диапазоне высот $0 \div 32$ км и близкий к линейному

характер кривой $W(h)$ дают основание предположить, что уменьшение светового потока в этой области в основном обусловлено рэлеевским рассеянием в углекислом газе. На высотах, больших 32 км, ослабление света можно объяснить, если допустить заметный вклад аэрозолей, вероятнее всего связанных с существованием здесь облаков. Как мы видели (см. § IV.7), по современным оценкам

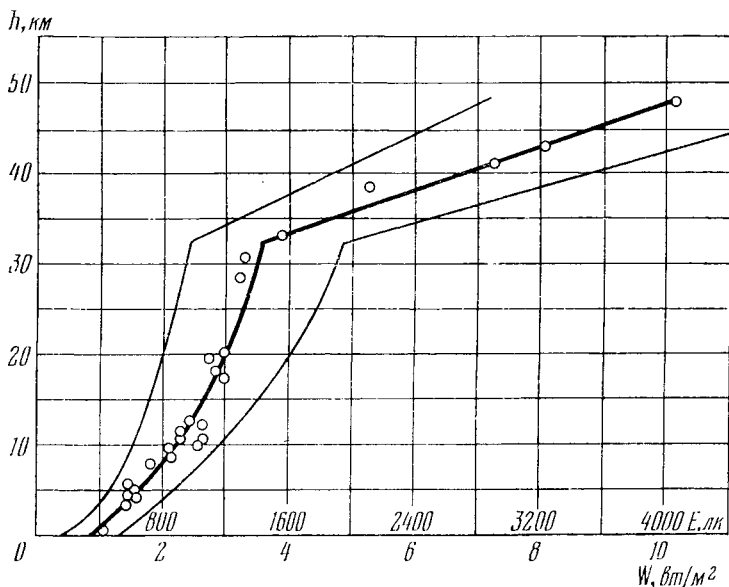


Рис. 90. Измеренная зависимость величины W от высоты над поверхностью Венеры при $\theta = 84,5 \pm 2,5$. Толстая сплошная кривая аппроксимирует экспериментальные точки, тонкие линии ограничивают область возможных ошибок измерений.

верхняя граница облачности лежит вблизи уровня, соответствующего $P \simeq 0,05$ атм, или $h \simeq 65-70$ км, что значительно выше области, где спускаемый аппарат начал измерения освещенности ($h \simeq 50$ км). При высоте Солнца над горизонтом $5,5 \pm 2,5$, поток световой энергии на верхнюю границу облаков $F^-(h_\infty) = 260 \pm 140$ Вт/м², что эквивалентно показаниям прибора $W = 65 \pm 35$ Вт/м². Отсюда следует, что в области выше 50 км происходит ослабление света около семи раз, а между 50 и 32 км — около трех раз. В слое 32—0 км свет ослабляется в ~ 4 раза.

Таким образом, атмосфера на высотах, бóльших 50 км, оказывается по своей оптической плотности сравнимой с лежащей ниже областью атмосферы от поверхности до высоты 32 км. Оптическая плотность атмосферы убывает с ростом молекулярной плотности. Общее ослабление света достигает почти двух порядков величины и до поверхности доходит около 1% падающего на Венеру лучистого

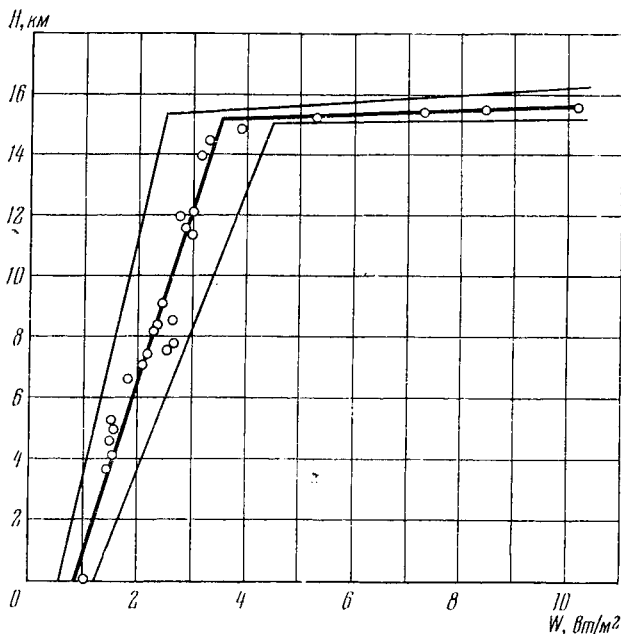


Рис. 91. Величина W в зависимости от высоты однородной атмосферы.

потока от Солнца. Поскольку альбе́до Венеры в видимой области составляет около 80% (см. рис. 1), это означает, что атмосферой и облаками поглощается около 20% солнечной энергии. Построения на рис. 92 иллюстрируют сказанное. Там же в относительных единицах нанесены профили суммарного ослабления солнечной радиации согласно расчетным данным табл. 15 для двух вариантов P_s и τ_c ; при этом $\psi(c) - \psi(x)$ отнесены к области выше уровня конденсации для гипотетических облаков из H_2O , до условной верхней границы на $h \simeq 70$ км. Как видим, измеренный профиль $W(h)$ существенно отличается от

расчетного; в то же время общая величина ослабления солнечного света у поверхности Венеры по оценкам

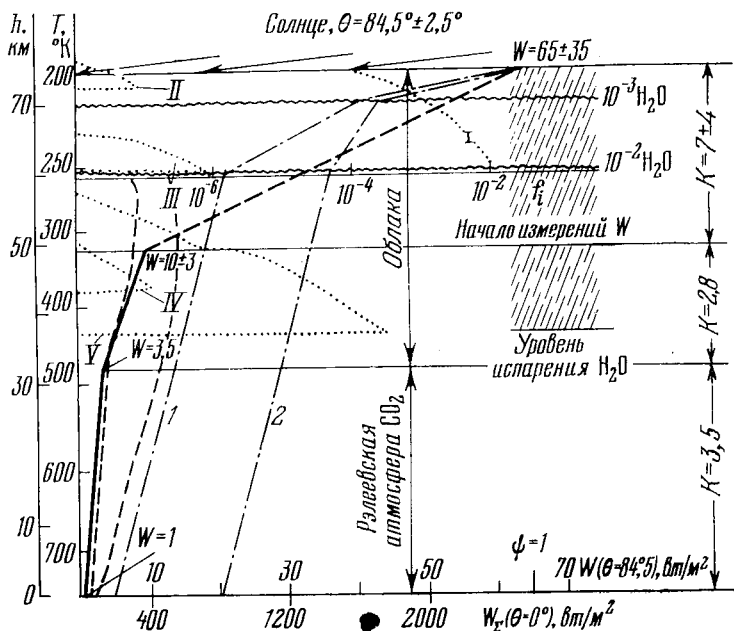


Рис. 92. Ослабление величины приходящей солнечной энергии в атмосфере Венеры. Толстая сплошная линия — измерения, толстая прерывистая линия — экстраполяция на основную верхнюю границу атмосферы, на которой $W = q_0$, $K = W_n/W_{n+1}$ — показатель ослабления в слое $h_{n+1} - h_n$. Волнистые кривые — условные уровни конденсации, соответствующие содержанию $f_{H_2O} = 10^{-2}$ и 10^{-3} , точечные кривые — гипотетические облака: I — из H_2O ; II — $H_2O + HCl$; III — $Hg_2Cl_2 \cdot 10^3$; IV — HgS ; V — Hg при соответствующих значениях относительного парциального давления указанных составляющих f_i (по Льюису [400]). Заштрихована область возможного «выпадения осадков» из H_2O . Штрих-пунктир — расчетные профили ослабления солнечной радиации согласно табл. 15 при $P_s = 200$ атм, $\tau_c = 43$ (1) и $P_s = 50$ атм, $\tau_c = 18$ (2) в относительных величинах ($\psi = 1$ на верхней границе). Прерывистые кривые — расчетные профили суммарной тепловой радиации при $f_{H_2O} = 10^{-3}$ и 10^{-4} (см. § V.4). По оси абсцисс указаны значения W ($\theta = 84,5^\circ$) и W_Σ ($\theta \approx 0^\circ$).

Поллака [463] для одной из моделей атмосферы и облаков только в несколько раз отличается от экспериментального значения W_Σ .

Оптические модели нижней атмосферы. Результаты измерений величины и характера ослабления потока

солнечной лучистой энергии открывают возможности получения определенных сведений об оптических свойствах атмосферы ниже видимой границы облаков. Задачи такого рода, обычно называемые «обратными», относятся к классу некорректно поставленных задач, в теории которых за последнее время достигнуты значительные успехи. Большинство «обратных» задач приводит к необходимости решения интегрального уравнения Фредгольма 1 рода. В качестве алгоритма обращения широко используется метод регуляризации Тихонова [156, 157]; находят также применение методы математической статистики [159].

К сожалению, как и при анализе отраженного излучения, ограниченность сведений об оптических характеристиках среды препятствует возможности однозначного истолкования особенностей кривой $W(h)$ вследствие большого числа параметров, от которых зависит измеренный профиль. В этих условиях менее трудоемки расчеты моделей лучистого переноса с заданием ряда определяющих параметров среды, путем варьирования которых можно попытаться подобрать профиль $F^-(h)$, близкий к измеренному.

Авдеевский и др. [8, 190] получили расчетное подтверждение предположения о том, что ослабление света в атмосфере ниже $h \simeq 32$ км (от $\sim 3,5$ вт/см² до ~ 1 вт/м²) в основном обусловлено рэлеевским рассеянием. По зависимости $W(H)$ оценены диапазоны, в которых лежат не противоречащие экспериментальным данным коэффициент объемного рассеяния среды σ , альbedo однократного рассеяния ω_0 , альbedo поверхности a , спектральный состав света вблизи уровня $h \simeq 32$ км. Оказалось, что вне зависимости от альbedo поверхности (в интервале $a = 0 \div 0,6$) и от спектрального состава света под облаками коэффициент рассеяния атмосферы на высотах $0 \div 32$ км не превышает величины рэлеевского рассеяния в CO₂ более чем на 30%, а $\omega_0 \geq 0,995$.

Более полные расчеты, включающие анализ оптических характеристик атмосферы в слое выше 32 км, проведены в работе Лукашевич и др. [92]. Полученные результаты помогают понять, какой оптической модели атмосферы наилучшим образом удовлетворяют данные измерений $W(h)$.

Следуя указанной работе, будем рассматривать область атмосферы от поверхности до 50 км как двухкомпонентную среду, состоящую из молекул CO_2 и аэрозоля неизвестной природы. Молекулярная компонента достаточно хорошо известна, поэтому реальные (с точки зрения согласования с экспериментом) оптические характеристики среды (коэффициент объемного рассеяния, альbedo единичного рассеяния, оптическая толщина, параметр индикатрисы рассеяния) могут дать определенную информацию об аэрозоле.

Воспользуемся приближением Шварцшильда, обобщенным на случай неанзотропного рассеяния. Исходные соотношения:

$$\int_0^1 I d\omega_0 = 2F, \quad \int_0^1 I x(\varphi) d\omega_0 = 2F \int_0^1 x(\varphi) d\omega_0,$$

приводят к уравнениям:

$$\frac{1}{2} \frac{d(F^+ - F^-)}{d\tau} = -(1 - \omega_0)(F^+ + F^-), \quad (\text{V.35})$$

$$-\frac{1}{2} \frac{d(F^+ + F^-)}{d\tau} = (F^+ - F^-)j, \quad (\text{V.36})$$

где F^+ и F^- — потоки восходящего и нисходящего излучения, $j = 1 - \omega_0 \Gamma$, а Γ определяется согласно (V.27). Уравнения (V.35) и (V.36) получены в предположении, что распределение рассеивающих и поглощающих компонент в рассматриваемой области атмосферы и закон рассеяния не меняются с высотой, т. е. $\omega_0(h) = \text{const}$; $x(h, \varphi) = x(\varphi)$. Решение системы имеет вид:

$$F^- = c_1 \left[\frac{\sqrt{j(1-\omega_0)}}{1-\omega_0} - 1 \right] e^{-2\sqrt{j(1-\omega_0)}\tau} - c_2 \left[\frac{\sqrt{j(1-\omega_0)}}{1-\omega_0} + 1 \right] e^{-2\sqrt{j(1-\omega_0)}(\tau_0-\tau)}, \quad (\text{V.37})$$

$$F^+ = c_1 \left[\frac{\sqrt{j(1-\omega_0)}}{1-\omega_0} + 1 \right] e^{-2\sqrt{j(1-\omega_0)}\tau} - c_2 \left[\frac{\sqrt{j(1-\omega_0)}}{1-\omega_0} - 1 \right] e^{-2\sqrt{j(1-\omega_0)}(\tau_0-\tau)}, \quad (\text{V.38})$$

где c_1, c_2 — константы интегрирования.

Для сравнения можно воспользоваться также асимптотическим методом, например, формулой Розенберга [139], полученной для случая нисходящего светового потока внутри толстого слоя:

$$F^-(u - u') = \frac{\mu_0 g(\mu_0) \operatorname{sh}(u' + z) I_0(\mu) d\omega_0}{\operatorname{sh}(u + z) - \frac{a \operatorname{sh} z \operatorname{sh}(u - u')}{\operatorname{sh}(u' + z) - a \operatorname{sh} u'}} \quad (V.39)$$

где u , z — неизвестные параметры, определяемые в процессе счета, причем

$$u = \tau\gamma; \quad z = l\gamma; \quad \gamma = \sqrt{\frac{a}{b\varsigma}}.$$

Параметр $l = 4b$, соответствующий (V.26), необходимо задавать. Произведение $\mu_0 g(\mu_0) I_0(\mu) d\omega_0$ считается некоторой константой для данного μ_0 .

Граничные условия на верхней и нижней границах рассматриваемой области определяются соответственно измеренной величиной нисходящего потока и величиной потока, отраженного от подстилающей поверхности:

$$\left. \begin{aligned} F^-(\tau = 0) &= W(h = 49 \text{ км}), \\ F^-(\tau = \tau_\Sigma) &= W(h = 0) \\ F^+(\tau = \tau_\Sigma) &\simeq aF^-(\tau = \tau_\Sigma) \end{aligned} \right\} \quad (V.40)$$

Здесь $\tau_\Sigma(h)$ — полная оптическая толщина слоя, зависимость которой от высоты принята в виде $\tau_\Sigma(h) \sim P(h)$.

На рис. 93 показаны примеры расчетов потока нисходящего солнечного излучения по методу Шварцшильда (V.37) — (V.38) и по асимптотической формуле (V.39) для модели однослойной однородной атмосферы, при

$$\sigma_\lambda^g(h) = \sigma_\lambda^{p, \lambda_{\text{эфф}}}(h); \quad x(\varphi) = x^p(\varphi);$$

$$\tau_\Sigma = \tau_\Sigma^{p, \lambda_{\text{эфф}}}; \quad \omega_0 \leq 1, \quad l \geq \frac{4}{3}; \quad a = \text{const.}$$

Для оценки точности приближенных решений приведены также результаты практически точных численных решений, проводившихся на ЭВМ БЭСМ-4. Расчеты приводят к ряду важных выводов относительно закономерности изменения $F^-(h)$ с убыванием ω_0 , ростом l и изменением степени отражения от подстилающей поверхности, а также позволяют оценить погрешность и сходимость различных приближений. Прежде всего, очевидно, что принятую

однослойную модель невозможно согласовать с данными измерений при любых ω_0 и x (ф). Это и неудивительно, поскольку, как мы видели, экспериментальный профиль $W(h)$ приводит к представлениям о существовании в области измерений двух слоев с различными показателями ослабления K . Расчеты с разными значениями a не

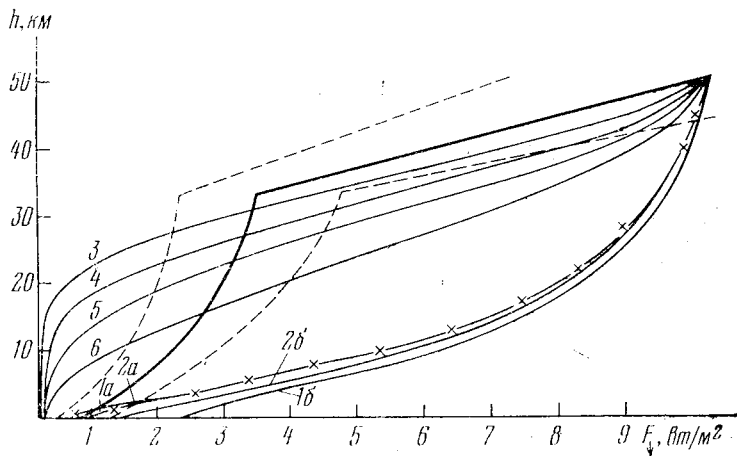


Рис. 93. Изменение освещенности с высотой для однослойной модели. Толстая сплошная кривая — измерения, прерывистые линии — погрешности измерений. Крестики — численное решение уравнения переноса при $\omega_0 = 1$, $a = 0$ и рэлеевской индикатрисе: $1a$ — расчеты по асимптотическим формулам [139] при $\omega_0 = 1$, $a = 0$, $l = \frac{4}{3}$; $1b$ — расчеты по асимптотическим формулам [139] при $\omega_0 = 1$, $a = 0$, $l = 4$; $2a$ — расчеты по методу Шварцшильда при $\omega_0 = 1$, $a = 0$; $2b$ — расчеты по методу Шварцшильда при $\omega_0 = 1$, $a = 0,85$. Кривые 3, 4, 5, 6 — расчеты по методу Шварцшильда при $\Gamma = 0$ ($j = 1$), $a = 0$ и $\omega_0 = 0,90; 0,95; 0,975$ и $0,99$ соответственно. На рис. 93–95 $F_{\downarrow} \equiv F^-$.

обнаруживают заметного различия, что подтверждает ранее сделанный вывод о слабом влиянии альбеда поверхности на структуру потока. Поэтому в дальнейшем без большой погрешности можно положить $a \simeq 0$, т. е. $F^+(\tau = \tau_{\Sigma}) = 0$. Наконец, в случае рэлеевского рассеяния расчеты по формулам (V.37) — (V.38) и (V.39) и численные методы дают по существу совпадающие результаты. При сильно вытянутых индикатрисах появляются некоторые отличия; согласно [56] погрешность метода двухпоточкового приближения составляет 9–12% в отражении и 12–16% в пропускании.

На рис. 94 и 95 представлены результаты расчетов для двух вариантов двухслойных моделей. Они получены из решения уравнений (V.37) — (V.38) в каждом i -м слое при табулировании по параметрам $\tau^{(i)}$, $\omega_0^{(i)}$, $j^{(i)}$, где $i = 1, 2$, причем $0 \leq \Delta h_{i=1} \leq 32$ км; $32 \leq \Delta h_{i=2} \leq 50$ км. Условия на границе между слоями на $h = 32$ км, в дополнение к граничным условиям (V.40), заданы в этом случае, исходя из соображения о непрерывности одно-сторонних потоков:

$$\left. \begin{aligned} F_{(2)}^+(\tau^{(2)}) &= F_{(1)}^+(0), \\ F_{(2)}^-(\tau^{(2)}) &= F_{(1)}^-(0). \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.41})$$

В обоих вариантах моделей нижний слой считается чисто рэлеевским непоглощающим с $\tau^{(1)} = \tau_p$, $\lambda_{\text{эфф}} = 9$, а для верхнего слоя в зависимости от преобладающей роли рассеяния или истинного поглощения реализуются два предельных случая большой и малой оптической плотности.

Как видим, оба предельных случая при выборе определенных параметров верхнего слоя гораздо лучше согласуются с измеренным профилем $W(h)$. При этом, вне зависимости от этих параметров, подтверждаются результаты анализа экспериментальных данных [8] об удовлетворительной аппроксимации нижнего слоя моделью рэлеевского рассеяния, т. е. о его слабой запыленности. Возможная деформация спектрального состава потока излучения при $\lambda'_{\text{эфф}} > \lambda_{\text{эфф}}$, как показывают расчеты, не изменит этого вывода. Заметим, что с этими представлениями согласуются данные о малой скорости ветра в приповерхностной области атмосферы Венеры, полученные из измерений радиальной скорости при посадке спускаемых аппаратов (см. § IV.6).

Совокупность расчетных кривых для верхнего слоя ($i = 2$) позволяет указать параметры, дающие наиболее близкие к реальному ослаблению светового потока результаты. Первой из двух альтернативных моделей (см. рис. 94) соответствует оптически тонкая поглощающая атмосфера ($\tau^{(2)} \simeq 3$; $\omega_0^{(2)} < 1$; $\Gamma^{(2)} \geq 0$). Очевидно, в условиях, когда $\tau^{(2)} \simeq 3\tau_p^{(2)}$, более вероятно $\Gamma > 0$. Удовлетворительное согласие с экспериментальным профилем обеспечивается в диапазоне оптических параметров

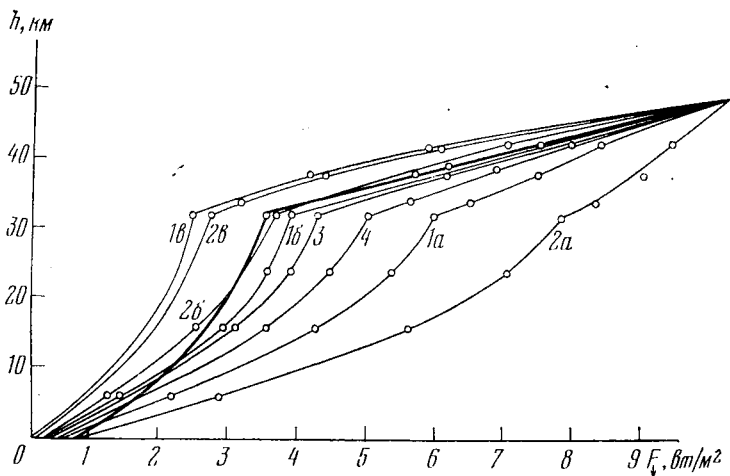


Рис. 94. Изменение освещенности с высотой для двухслойной модели. Толстая сплошная кривая — измерения, остальные — расчет. В нижнем слое во всех случаях $\omega_0^{(1)} = 1$, $\Gamma^{(1)} = 0$, $\tau^{(1)} = 9$, в верхнем слое параметры $\tau^{(2)}$, $\omega_0^{(2)}$ и $\Gamma^{(2)}$ принимают следующие значения: $\tau^{(2)} = 3$ (кроме модели 3, где $\tau^{(2)} = 5$); $\omega_0^{(2)} = 0,80$ (модель 1a); 0,90 (1b, 2a); 0,95 (1a, 2b, 3, 4); 1,0 (2a); $\Gamma^{(2)} = 0$ (модели 2a, 2b, 2c); 0,53 (4); 0,73 (1a, 1b, 1c, 3).

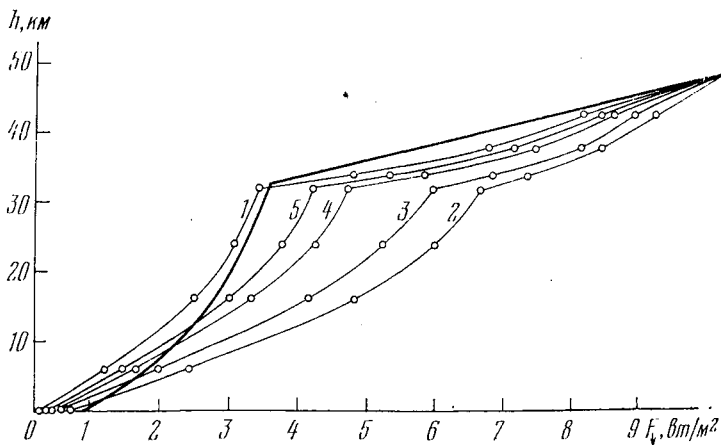


Рис. 95. Изменение освещенности с высотой для двухслойной модели. Толстая сплошная кривая — измерения, остальные — расчет. В нижнем слое во всех случаях $\omega_0^{(1)} = 1$; $\Gamma^{(1)} = 0$; $\tau^{(1)} = 9$, в верхнем слое: $\tau^{(2)} = 20$ (модели 1, 2); 25 (3), 40 (4), 50 (5); $\omega_0^{(2)} = 1$; $\Gamma^{(2)} = 0$ (1); 0,73 (2—5).

$0,85 \leq \omega_0^{(2)} \leq 0,95$; $0 \leq \Gamma^{(2)} \leq 0,73$. Наиболее близки к $W(h)$ кривые 16 и 26 на рис. 94 при $\omega_0^{(2)} = 0,95$; $\Gamma^{(2)} = 0$ и при $\omega_0^{(2)} = 0,90$; $\Gamma^{(2)} = 0,73$, т. е. увеличение вытянутости индикатрисы рассеяния должно приводить к росту поглощения.

Вторая модель ассоциируется с непоглощающим, но сильно рассеивающим верхним слоем, т. е. слоем, обладающим мощной аэрозольной составляющей и сильно вытянутой индикатрисой, так что $\tau^{(2)} \gg 1$; $\omega_0^{(2)} \simeq 1$, $\Gamma^{(2)} > 0$. Расчетные кривые на рис. 95 варьируются в зависимости от $\Gamma^{(2)}$ (кривые 1—2) и $\tau^{(2)}$ (кривые 2—5). Вполне приемлемое согласие с экспериментальным профилем $W(h)$ обеспечивается при $\tau^{(2)} \approx 50$; $\Gamma^{(2)} = 0,73$.

В § IV.7 было показано, что в гипотетической модели водно-ледяных облаков уровень конденсации в зависимости от содержания в атмосфере водяного пара достигается выше 59 км. Обе модели слоя 32—50 км следует в этом случае рассматривать как результат проникновения облачных частиц в нижележащую атмосферу либо как результат присутствия на этих высотах облаков, состоящих из конденсатов другой химической природы, о которых также говорилось в § IV.7. С учетом анализа характеристик отраженного излучения более реальной представляется модель оптически плотного верхнего слоя с малым истинным поглощением, хотя нельзя, конечно, отвергнуть оптически тонкую модель, поскольку в области выше 50 км вполне может быть $\sigma_{\text{обл}} \gg \sigma^{(2)}$ и $\omega_0^{(2)} < \omega_0^{\text{обл}}$. Интересно еще обратить внимание на любопытное обстоятельство: вода в жидкой фазе при соответствующих T и P может существовать почти вплоть до уровня, где наблюдается «излом» кривой $W(h)$. Не означает ли это, что измеренный характер ослабления светового потока связан с опусканием «дождевых» капель вплоть до уровня вскипания? Границы расположения гипотетических облаков в атмосфере Венеры и возможная область «выпадения осадков» из H_2O условно показаны на рис. 92.

Предполагая, что во всей области ниже 50 км реализуется оптический глубинный режим, можно получить независимую оценку величины поглощения в слое $i = 2$. Как известно (см. [139, 149]), в этом случае

$$F^-(h) \sim e^{-kz}, \quad (\text{V.42})$$

и если роль истинного поглощения мала, параметр k можно определить, воспользовавшись асимптотической формулой (V.28'). Очевидно из (V.42), что

$$k \sim \frac{1}{\tau} \ln \frac{F-(50)}{F-(32)},$$

и при значениях оптической плотности, соответствующих двум вариантам рассмотренных моделей, имеем

$$\tau = 3; \quad \omega_0^{(2)} \leq 0,96,$$

$$\tau = 50; \quad \omega_0^{(2)} \leq 0,999,$$

что хорошо согласуется с приведенными выше расчетными оценками этих величин.

Высказанные ранее суждения об оптических свойствах облаков и подоблачной атмосферы на основе анализа характеристик отраженного излучения не противоречат рассмотренным оптическим моделям. К сожалению, непосредственной связи установить невозможно, так как при наличии плотных облаков лежащие ниже области слабо влияют на спектр отражения. Можно, однако, утверждать, что представление об облачном слое на уровне отражения с оптической толщиной порядка нескольких десятков и $0,99 < \omega_0 < 1$ согласуется с измеренным значением $W(h)$ на $h = 49$ км.

В работе [92] оценены коэффициенты рассеяния, поглощения и концентрация облачных частиц в слое $\Delta h^{(2)} = 32-50$ км. Поскольку

$$\sigma = \frac{\tau}{\Delta h}, \quad \alpha = \frac{\sigma(1-\omega_0)}{\omega_0} \text{ и } N = \frac{\sigma}{\pi \bar{r}^2 Q},$$

где $Q \simeq 2$ — эффективное сечение рассеяния частиц, предполагаемых в области «оседания» довольно крупными, $r \gtrsim 10$ мкм, имеем при $\tau = 3$ ($\omega_0 = 0,95$):

$$\sigma \simeq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}; \quad \alpha \simeq 10^{-7} \text{ см}^{-1}; \quad N \leq 0,32 \text{ см}^{-3};$$

при $\tau = 50$ ($\omega_0 = 0,999$):

$$\sigma \simeq 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}; \quad \alpha \simeq 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}; \quad N \leq 5,25 \text{ см}^{-3}.$$

Если же допустить, что $r \approx 1$ мкм, то соответственно имеем $N \simeq 30 \div 500 \text{ см}^{-3}$. Вспоминая, что поглощение равно

$e^{-\alpha \bar{l}}$ и что согласно [77a] $\bar{l} = n\Delta h$, причем $1 \leq n \leq 2$ при $\tau \leq 5$ и $3 \leq n \leq 6$ при $10 \leq \tau \leq 100$, легко найти, какому поглощению соответствуют полученные значения α . Для обеих моделей оно оказывается порядка 50%, т. е. удовлетворяет по порядку величины данным измерений (фактическое поглощение составляет, как мы видели, около 20%).

Вывод относительно степени прозрачности атмосферы, сделанный по результатам измерений «Венеры-8», имеет принципиальное значение. Он означает, что несмотря на кажущуюся малость оценки величины пропускания ($\sim 1\%$), у поверхности планеты можно ожидать заметную, по земным понятиям, освещенность. Действительно, если сравнить освещенность поверхности Венеры $E_{\varphi} \simeq \simeq 400$ лк с освещенностью Земли при столь же низком положении Солнца, равной $E_{\oplus} \simeq 3000$ лк [171], оказывается, что первая меньше второй всего лишь приблизительно на порядок. Такое сравнение носит, конечно, весьма приближенный характер, поскольку проведено в предположении одинакового спектрального состава светового потока, практически соответствующего солнечному.

Из-за отсутствия данных о характере изменения дневной освещенности на поверхности Венеры с высотой Солнца произведем оценки освещенности на планете при $\theta \simeq \simeq 0^\circ$ по аналогии с расчетами для земной атмосферы в более или менее сопоставимых условиях, хотя определенные поправки могут вносить особенности светового режима в глубоких слоях (см. [149]). Наиболее вероятную для атмосферы Венеры модель с плотным облачным слоем, простирающимся до $h \simeq 32$ км, и с лежащим ниже рэлеевским слоем можно рассматривать в первом приближении подобной модели земной атмосферы с облаками. Кроме того, из оценок альбеда поверхности Венеры следует, что величина его невелика (вероятнее всего, лежит в пределах $a \simeq 0 \div 0,6$), что позволяет сравнивать поверхность Венеры с земной поверхностью без снегового покрова.

На рис. 96 представлено семейство кривых, показывающих изменение дневной освещенности поверхности Земли без снегового покрова в зависимости от зенитного угла θ согласно [170]. Пунктир соответствует косинусоидальной зависимости. Значения освещенностей для Земли

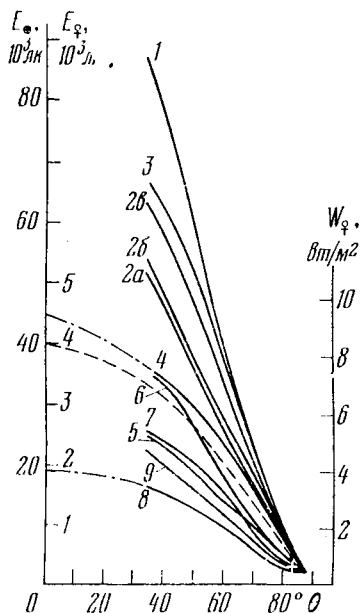


Рис. 96. Изменение освещенности с высотой Солнца на поверхности Земли $E_{\oplus}$ без снегового покрова для различных типов облачности: 1 — безоблачно; 2a — перистые облака Ci, Cs, Солнце в облаках, закрыто $\sim 1/4$ неба; 2б — то же, закрыто $\sim 1/2$ неба; 2в — то же, закрыто все небо; 3 — перисто-кучевые облака Cc; 4 — высококучевые облака Ac, закрыто все небо; 5 — кучевые облака, закрыто все небо; 6 — слоисто-кучевые облака Sc, закрыто все небо; 7 — кучево-дождевые облака Cb, закрыто все небо; 8 — слоистые облака St, сплошная облачность; 9 — дождевые облака Ns, сплошная облачность. Кривые привязаны к шкалам $W_{\oplus}$ и $E_{\oplus} = \chi W_{\oplus}$ на $\theta = 84^{\circ},5$, крестик — $W/W_{\text{изм}} = 1$. Пунктир — косинусоида, штрих-пунктир — экстраполяция кривых 4 и 8, предположительно ограничивающих вероятные условия освещенности на Венере, при $\theta \approx 0^{\circ}$.

(на шкале $E_{\oplus}$ слева) даны для зенитных углов от 85 до 35° , так как обычно считается, что при более высоком положении Солнца освещенность для диффузного излучения изменяется незначительно. Мощный облачный покров Венеры будет ослаблять солнечный свет сильнее, чем кучевые облака на Земле. Естественно предполагать существование на поверхности Венеры сплошной тени, так как разрывы в оптически толстых венерианских облаках, через которые могло бы быть видно Солнце, маловероятны. К интересующим нас условиям, видимо, ближе всего подходят кривые 4—9, которые не сильно отличаются от косинусоиды. Экстраполяция кривых 4 и 8 (штрих-пунктир) дает крайние значения освещенности на поверхности Венеры, если нормировать их на измеренную величину $E = \chi W$ в месте посадки при $\theta \approx 85^{\circ}$. Значения W и $E_{\oplus}$ при других зенитных углах показаны на соответствующих осях ординат рис. 96.

Приближенный характер приведенных оценок $E_{\oplus}(\theta)$ обусловлен как не вполне адекватными условиями в атмосферах Земли и Венеры, так и предположением об одинаковом спектральном составе светового потока, практи-

чески соответствующем солнечному. На самом деле при прохождении света через рэлеевский слой значительной оптической толщины происходит перераспределение энергии в солнечном спектре. Значительно меньше влияют облака, рассеяние в которых преимущественно не селективно (см. стр. 240). Характер деформации спектрального состава светового потока от исходного распределения рэлеевского атмосферного слоя с параметрами, соответствующими атмосфере Венеры, показан на рис. 97. Как видим, максимум излучения смещается в длинноволновую область. Однако эти оценки действительны лишь при условии не слишком больших τ_λ и по ходу луча. В более реальном случае венерианской атмосферы условия ближе к световому режиму в полубесконечной среде, где происходит многократное рассеяние. Если $\omega_0 = 1$, то, как известно (см. [171]), у поверхности возможен, наоборот, сдвиг спектрального состава солнечного излучения в синюю область, за счет ее освещенности атмосферой, в которой преобладают синие кванты. Вместе с тем, поскольку в плотной многократно рассеивающей атмосфере Венеры $\omega_0 < 1$, вероятнее всего, коротковолновая область спектра будет испытывать более сильное поглощение. Это должно приводить к заметному изменению показателя цвета (смещению в красную область). Проблема спектрального состава излучения с оценками величины контрастов у поверхности Венеры более подробно рассмотрена Бирюковым и др. [15].

В зависимости от степени деформации спектрального состава света в атмосфере Венеры могут варьироваться оценки величины полного потока солнечной энергии W_Σ , достигающей поверхности, поскольку исходными для этих оценок являются результаты измерений в определенной области спектра. Учет этих особенностей дает у

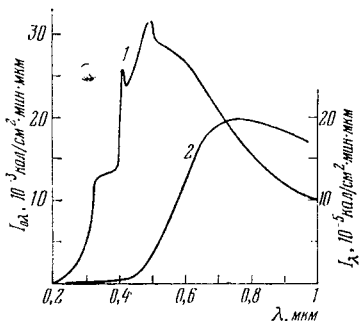


Рис. 97. Спектральное распределение энергии в солнечном свете на границе атмосферы $I_{0\lambda}$ (1) и после прохождения рэлеевского непоглощающего слоя (прямые лучи), $I_\lambda = I_{0\lambda} e^{-\tau_\lambda}$ при $\tau_\lambda = \tau_p^0$ (2).

поверхности в месте посадки $W_{\Sigma} = 2 \div 4 \text{ вт/м}^2$. Из рис. 96 следует, что при $\theta \simeq 0^\circ$ $W_{\Sigma}^0 = 3,8 \div 9,6 \text{ вт/м}^2$ (в показаниях измерителя освещенности «Венеры-8»), или $W_{\Sigma\varphi}^0 = 15,2 \div 38,4 \text{ вт/м}^2$. Отсюда находим, что средняя величина потока солнечной энергии, поступающей на дневную сторону Венеры, составляет $\overline{W}_{\Sigma\varphi} \simeq 10 \div 20 \text{ вт/м}^2$. С учетом переводного коэффициента χ согласно (V.33) имеем $E_{\varphi} (\theta = 0) \simeq 1500 - 4000 \text{ лк}$.

§ V.4. Лучистый теплообмен в атмосфере

Перенос длинноволновой радиации. Величина и характер лучистых потоков тепла в атмосфере определяются ее физической структурой, и при известном химическом составе могут быть рассчитаны по фактическим значениям температуры и давления. Знание зависимостей $T(h)$ и $P(h)$ позволяет провести соответствующие расчеты для нижней атмосферы Венеры.

Лучистый перенос в спектральной области собственного теплового излучения планеты характеризуется рядом специфических особенностей. Определяющую роль играет газовое поглощение многоатомными молекулами, особенно при больших оптических массах газа, вследствие сильной зависимости поглощения от теплофизических параметров среды, как это имеет место в атмосфере Венеры. В выражении (V.15) можно тогда положить $\sigma^g \rightarrow 0$ и $\frac{\kappa}{\sigma^a + \alpha} \gg 1$. Следовательно, задача определения ослабления длинноволновой радиации сводится прежде всего к нахождению монохроматических непрозрачностей смеси содержащихся в атмосфере Венеры газов — CO_2 и H_2O (а также малых компонент, влияние которых, вообще говоря, может оказаться заметным).

Поглощение излучения в газе определяется рядом независимых параметров, в число которых входят монохроматический коэффициент поглощения, температура, общее давление среды, парциальное давление газа, зависимость ширины спектральных линий от примесей других газов, оптический путь и характер распределения массы вдоль оптического пути. Основная доля непрозрачности в атмосфере создается за счет многочисленных коле-

бательно-вращательных полос, для которых коэффициент поглощения быстро меняется с изменением волнового числа ν . В связи с этим необходимо вводить в рассмотрение большое число точек, чтобы вычислить суммарный поток энергии. Так, при $P \simeq 1$ атм полуширина вращательных линий обычно меньше 10^{-1} см $^{-1}$. Это значит, что условие сохранения постоянства коэффициента поглощения внутри интервала разбиения потребовало бы рассмотрения интервалов шириной порядка 10^{-2} см $^{-1}$. При вычислении интегральных потоков для спектральной области, отвечающей равновесному излучению при температуре поверхности Венеры и соответствующей диапазону волновых чисел примерно от 10^3 до 10^4 см $^{-1}$, было бы необходимо производить суммирование по 10^5 — 10^6 отдельным точкам [462]. Поэтому при теоретическом рассмотрении проблемы переноса тепловой радиации встает вопрос о приемлемых методах усреднения монохроматических непрозрачностей, которые позволяют без заметного понижения точности (особенно вблизи максимума планковской кривой, где интенсивность излучения медленно изменяется с частотой) существенно уменьшить число разбиений в пределах того или иного волнового интервала.

Для сложной структуры колебательно-вращательных полос обычно задаются модели распределения спектральных линий внутри полосы. Хорошим приближением к экспериментальным результатам являются модели полос, в которых отдельные линии по интенсивности и положению распределены статистически. Подробное обсуждение такого подхода можно найти в известной монографии Гуди [50]. Для оптически толстых газовых слоев необходимо также знание функциональной зависимости эффективной ширины полосы от оптической толщины (кривой роста), в которой учитывается тонкая вращательная структура полосы, зависящей в свою очередь от давления и температуры. При высоких температурах и давлениях в спектрах многоатомных молекул появляется много новых особенностей, обусловленных термически возбужденными состояниями и индуцированными давлением переходами. Можно думать, что в условиях, соответствующих измеренным параметрам газа в тропосфере Венеры, и при больших размерах поглощающего слоя поглощение даже в крыльях полос заметно скажется на пропуске подоблачной атмосферы.

Эксперименты с CO_2 и H_2O свидетельствуют о том, что для функции пропускания этих газов $\Omega_i = \exp \{-\tau_i[\zeta(l)]\}$ в спектральном интервале $\Delta\nu_i$ при условии сохранения постоянства давления P вдоль оптического пути $\zeta(l)$ поглощение удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией вида $\tau_i = c_i u^{r_i} P^{s_i}$, или ее несколько более общей модификацией (с учетом зависимости непрозрачности от изменения T и P): $\tau_i = c_i \left[\int G_i(T)^{1/r_i} P^{s_i/r_i} \frac{du}{\xi} \right]^{r_i}$ [204, 462, 482]. Функция $G_i(T)$, коэффициент c_i и показатели степени r_i и s_i определяются по результатам интегрирования для различных значений температуры, давления и оптической массы газа на луче зрения в направлении l , $u[\zeta(l)] = \int_0^{\zeta(l)} \rho[\zeta'(l)] d\zeta'$ и сравнением с экспериментальными данными.

Таким образом, изменение τ_i в зависимости от оптической массы газа, в отличие от монохроматической радиации, нелинейное. К тому же в общем случае модели средней непрозрачности полосы в газовой смеси $\bar{\tau}$ не подчиняется правилу суперпозиции для монохроматических непрозрачностей i -го газа $\tau_{i,1}$. Если, однако, допустить, что в каждой полосе преобладает определенный источник непрозрачности (например, обусловленный водяным паром), величина τ_i может рассматриваться как сумма отдельных источников непрозрачности при условии отсутствия корреляции между положениями отдельных вращательных линий в них, а также крупномасштабной корреляции [50, 462].

За последнее время в исследовании непрозрачности углекислого газа для тепловой радиации при высоких температурах и давлениях достигнут значительный прогресс благодаря работам Гальцева, Осипова, Одишария [38, 39, 125]. В большей части это результаты теоретических расчетов, основанные на изучении тонкой структуры полос поглощения CO_2 в инфракрасной области спектра. Они включали расчеты с учетом ферми-резонанса спектроскопических постоянных для 900 колебательных состояний $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$, необходимых для нахождения положений и интенсивностей линий при высоких температурах; расчеты положения и интенсивности линий 400 колебательных

переходов, лежащих в области от 1 до 20 $\mu\text{м}$ и образующих полосы: 1,2; 1,4; 1,6; 2,0; 2,7; 4,3; 4,8—5,2; 9,4—10,4 и 15 $\mu\text{м}$; выбор методики и расчет параметров, необходимых для определения функций пропускания CO_2 при $P \geq 2 \div 5 \text{ атм}$ и $295 \leq T \leq 800^\circ\text{К}$.

Было показано, что при этих условиях достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными дает вычисление функции пропускания в приближении слабой линии:

$$\Omega_i = \exp\left(-\frac{S}{d} u\right), \quad (\text{V.43})$$

где S — средняя интенсивность линий в интервале $\Delta\nu$, d — среднее расстояние между линиями, u — содержание поглощающего вещества при нормальных условиях (STP)*, $u = \frac{273}{T} Pl \text{ (атм} \cdot \text{см)}_{\text{СТР}}$. В этом приближении величины $S/d \text{ (атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1})_{\text{СТР}}$ можно рассматривать как средние в интервале $\Delta\nu$ коэффициенты поглощения κ . Для произвольной области атмосферы с параметрами T_j , P_j имеем

$$\kappa_j(T_j; P_j) = \kappa(T_j) \frac{273}{T_j} P_j. \quad (\text{V.44})$$

Большую роль в переносе собственного излучения при физических условиях подоблачной атмосферы Венеры играют области спектра за кантами полос 2,7 и 4,3 $\mu\text{м}$. Здесь поглощение определяется влиянием крыльев сильных линий, расположенных в центре полосы (коэффициент поглощения $\tilde{\kappa}$), и слабыми линиями «горячих» переходов. Коэффициенты поглощения за кантом полосы 4,3 $\mu\text{м}$ были получены прямым расчетом с использованием бенедиктовского контура. Для полосы 2,7 $\mu\text{м}$ использованы данные о пропускании за кантом полосы, полученные экспериментально группой Бэрча (см. [39]). За кантами полос приемлемые результаты дает представление функции пропускания в виде

$$\Omega_i = \exp\left\{-\frac{S}{d} u + \tilde{\kappa} P u\right\}, \quad (\text{V.45})$$

*) Под нормальными условиями (Standard Temperature Pressure) обычно понимают значения $T = 273^\circ\text{К}$, $P = 1 \text{ атм}$.

причем зависимость коэффициента поглощения $\tilde{\kappa}$ от температуры выражается здесь отношением

$$\frac{\tilde{\kappa}(T)}{\tilde{\kappa}(295)} = \frac{295}{T} \cdot \frac{\left(\frac{S}{d}\right)_{\max}(T)}{\left(\frac{S}{d}\right)_{\max}(295)}, \quad (\text{V.46})$$

где индекс «max» указывает на значение в канте.

При расчетах учитывались также экспериментальные данные по индуцированному поглощению CO_2 в полосах 7,2 и 7,8 мкм , объединенных в полосу 7,5 мкм . С учетом индуцированного поглощения пропускание для отдельных спектральных интервалов $\Delta\nu_i$ можно рассчитать по формуле

$$\Omega_i = \exp \left\{ - \left[\frac{S}{d} u + \kappa_{\Delta\nu}^*(295) \left(\frac{295}{T} \right)^5 P^2 l \right] \right\}, \quad (\text{V.47})$$

где $\kappa_{\Delta\nu}^*(295)$ — коэффициент индуцированного поглощения при $T = 295^\circ\text{K}$.

На рис. 98 представлено распределение коэффициента поглощения κ_{CO_2} по волновым числам на интервалах $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$ для условий атмосферы Венеры у поверхности (1), на высотах 20 км (2), 40 км (3) и на уровне облаков (4), условно ассоциируемом с высотой $h_0^- \simeq 60 \text{ км}$.

Наиболее полные доступные на сегодняшний день данные о коэффициентах поглощения водяного пара в инфракрасной области для оптически толстых слоев в широком интервале температур (от 300 до 3000 $^\circ\text{K}$) содержатся в работах Феррисо, Людвига и др. [302, 404, 405]. В [302] затабулированы через 25 см^{-1} значения κ , рассчитанные с использованием лабораторных эмиссионных и поглощательных спектров H_2O в интервале волновых чисел от 50 до 11000 см^{-1} . Идея метода состояла в том, что каждая колебательно-вращательная полоса, для которой определялись коэффициенты поглощения, представлялась в виде средней полуширины спектральной линии и ее уширения таким образом, чтобы интегральная величина коэффициентов поглощения была равна интегральной интенсивности поглощения отдельной полосы при данной температуре, найденной экспериментально. Использовалось допущение о том, что для оптически тол-

стого слоя газа кривая роста может быть представлена статистической моделью. Учет тонкой структуры полосы производился в предположении независимости соответствующих членов от частоты. Различные члены для описания тонкой структуры, полученные из анализа оптически толстых слоев, позволили вычислить уширение

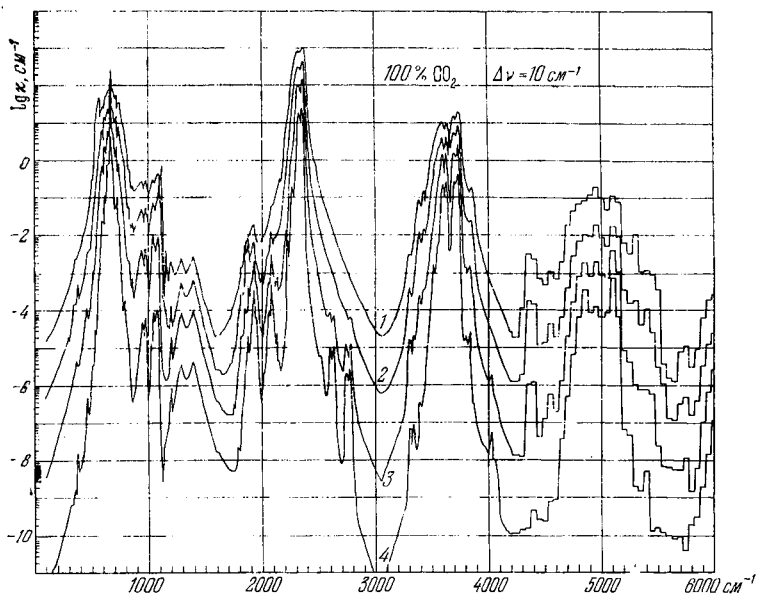


Рис. 98. Распределение κ_{CO_2} по волновому числу для интервалов $\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$ до $\nu = 4200 \text{ см}^{-1}$ и $\Delta\nu = 50 \text{ см}^{-1}$ до $\nu = 6000 \text{ см}^{-1}$ в условиях атмосферы Венеры у поверхности (1) и на уровнях 20 км (2), 40 км (3) и 60 км (4).

осредняющих отдельные полосы линий в функции температуры. Учитывался также эффект уширения за счет примесей других газов, а также нерезонансное поглощение молекулами H_2O . По оценкам авторов [302], в медленно изменяющихся областях спектра ошибки в вычислении коэффициентов поглощения составляют $\pm 20\%$ и могут быть несколько больше в областях более резких изменений и на участках между отдельными колебательно-вращательными полосами. Пример согласования полученных кривых с экспериментальными результатами в

фундаментальной полосе H_2O $\lambda = 6,3$ $\mu\text{м}$ при $T = 600^\circ\text{K}$ показан на рис. 99.

С учетом данных о монохроматических коэффициентах поглощения можно рассчитать функции пропускания водяного пара в интервалах $\Delta\nu = 25$ см^{-1} , воспользовавшись, как и в случае CO_2 , приближением слабой линии.

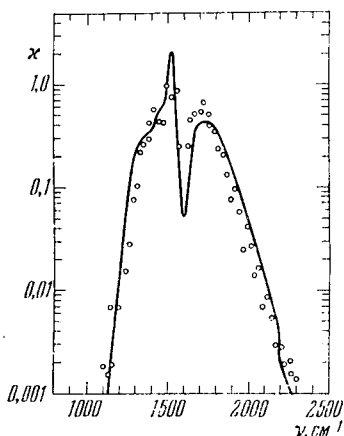


Рис. 99. Пример согласования теоретического профиля $x_{\text{H}_2\text{O}}$ в полосе $\lambda = 6,3$ $\mu\text{м}$ с экспериментальными данными. Точки — эксперимент, кривая — расчет [302].

На рис. 100 дается сравнение коэффициентов поглощения H_2O и усредненных на интервалах 25 см^{-1} коэффициентов поглощения CO_2 (по данным для 10 см^{-1}) для условий у поверхности планеты и трех значений относительного содержания H_2O : 1%, 0,1%, 0,001% ($f_{\text{CO}_2} \approx 100\%$).

Результаты газового анализа (см. табл. 11) дают пороговую оценку объемного содержания азота в атмосфере Венеры менее 2%. Если азот присутствует, то при большой общей массе атмосферного газа содержание порядка процента будет значительным в абсолютных единицах. Следует поэтому оценить, сколь существенным может

тогда оказаться его влияние на перенос инфракрасной радиации. Поскольку молекулы N_2 гомоядерные, инфракрасные переходы для них являются запрещенными. Однако при достаточно высоких давлениях может возникнуть индуцированный дипольный момент, при этом индуцированные переходы не содержат тонкой вращательной структуры. Монохроматическая непрозрачность индуцированных давлением переходов изменяется гладко с длиной волны и пропорциональна квадрату давления [463]. При давлениях, соответствующих значениям у поверхности Венеры, наибольшая непрозрачность N_2 будет вблизи полосы CO_2 $\lambda = 4,3$ $\mu\text{м}$ и в пределах вращательной полосы H_2O ($17 \div 100$ $\mu\text{м}$). Тем не менее она будет существенно ниже по сравнению с соответствующей

щами непрозрачностью CO_2 и H_2O и не окажет, следовательно, сколько-нибудь заметного влияния на результаты расчетов в модели, состоящей только из углекислого газа и водяного пара.

Имеющиеся данные по характеристикам непрозрачности позволяют провести расчеты диффузных лучистых

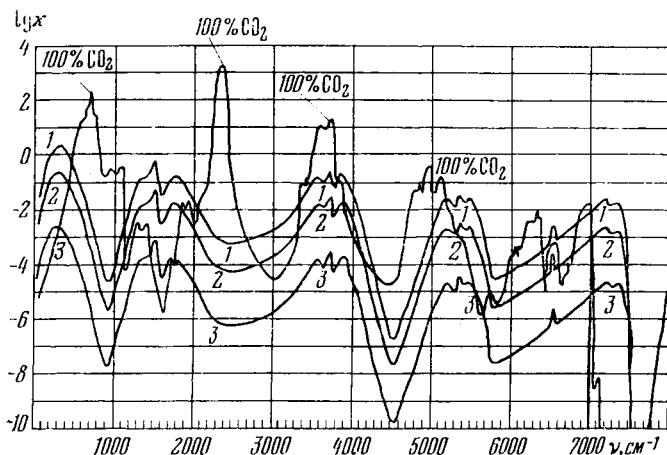


Рис. 100. Распределение κ_{CO_2} ($\Delta\nu = 10 \text{ см}^{-1}$ и 50 см^{-1}) и $\kappa_{\text{H}_2\text{O}}$ ($\Delta\nu = 25 \text{ см}^{-1}$) по волновому числу для условий у поверхности Венеры при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 1\%$ (1), $0,1\%$ (2) и $0,001\%$ (3).

потоков тепла в подоблачной атмосфере Венеры. Такие расчеты с использованием описанных выше функций пропускания смеси CO_2 и H_2O были выполнены Маровым и Шари [104] и недавно дополнительно проведены Шари [169, 566а]. Они позволили существенно уточнить ранее полученные результаты [2, 5, 97, 188].

Рассматривался перенос излучения в спектральной области от $1,2$ до 77 мкм ($\Delta\nu = 8310\text{—}130 \text{ см}^{-1}$), для которой имеются расчеты функций пропускания CO_2 и в которой практически целиком сосредоточена интенсивность собственного излучения поверхности и атмосферы Венеры. Здесь же расположены важнейшие колебательно-вращательные полосы углекислого газа и водяного пара. Для того, чтобы лучше учесть влияние последнего, спектральная область была расширена до 50 см^{-1} .

В § V.2 было показано, что с учетом оценок теплосодержания в атмосфере Венеры, ее характеристической временной константы (см. табл. 17) и циркуляционного теплообмена вполне обоснованно предположение о том, что распределение температуры не зависит от времени суток и остается практически неизменным по широте. Поскольку радиус Венеры много больше рассматриваемой толщины слоя Z , $R_\varphi \gg Z$, причем $Z \gg l_v = 1/\kappa_v$, кривизной атмосферы можно пренебречь и задачу о нахождении лучистых потоков в атмосфере планеты свести к определению переноса лучистой энергии внутри плоского слоя газа. Допустимо не учитывать также искривление лучей вследствие рефракции, так как даже при значениях параметров газа у поверхности Венеры отличие показателя преломления m от 1 невелико, что с очевидностью следует из табл. 21. Для зенитных углов $\vartheta \leq \pi/6$ углы рефракции оказываются в пределах $\omega = \Delta m \operatorname{tg} \vartheta \leq 30'$. Очевидно, рефракция окажет заметное влияние только на лучи, направленные под малыми углами к поверхности и не дающие заметного вклада в тепловой поток.

Таблица 21

Показатель преломления в атмосфере Венеры
($m = 1 + \beta (P/T)$; $\beta = 0,13$ град/атм [160])

h , км	m	h , км	m
0	1,0172	32	1,0023
4	1,0140	36	1,0018
8	1,0113	40	1,0013
12	1,0090	44	1,0009
16	1,0072	48	1,0005
20	1,0056	52	1,0004
24	1,0043	56	1,0003
28	1,0032	60	1,0001

Таким образом, в принятой постановке нижняя атмосфера Венеры рассматривается как плоский слой $h > 0$, заполненный веществом с показателем преломления $m \simeq 1$ и переменной по толщине слоя температурой $T(h)$. Этот слой ограничен поверхностью $h = h_0$, с которой излучается поток, определяемый интегралом по ис-

точникам (V.7) как излучение абсолютно черного тела при эффективной температуре T_e^*).

При этих условиях уравнения для спектральной интенсивности излучения I_v^+ в верхнюю полусферу (значения зенитных углов $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$) и интенсивности I_v^- в нижнюю ($\pi/2 \leq \vartheta \leq \pi$) можно представить в виде, удобном с точки зрения задания граничных условий [57, 167]:

$$\xi \frac{dI_v^\pm(h, \xi)}{dh} = \pm \kappa_v [I_{pv}(h) - I_v^\pm(h, \xi)], \quad (V.48)$$

где $\xi = \cos \vartheta$ ($0 \leq \vartheta \leq \pi/2$), I_{pv} — спектральная интенсивность равновесного излучения.

Достаточно общим для этих уравнений видом граничных условий, моделирующих реальные условия на поверхности планеты h_0^+ и на нижнем уровне облаков h_0^- , будет наличие одной диффузно отражающей поверхности при $h = h_0^\pm$ с чернотой $\epsilon^\pm$, которая в дальнейшем будет предполагаться не зависящей от частоты **):

$$I_v^\pm(h_0^\pm, \xi) = \epsilon^\pm I_{pv}(h_0^\pm) + \\ + (1 - \epsilon^\pm) \frac{\frac{\pi}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_v^\pm(h_0^\pm, \xi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}. \quad (V.49)$$

В случае задания на одной поверхности плоского слоя значения $\epsilon = 1$, а на другой — произвольного значения $\epsilon < 1$, система уравнений (V.48) с граничными условиями (V.49) становится замкнутой.

*) В общем случае уровень $h_0^- \simeq h_\infty$ лежит ниже видимой границы облаков h_c , и температура излучения на этом уровне $T_e > T_{h_c}$ даже для такой оптически плотной среды, как нижняя атмосфера Венеры.

**) Температуру поверхности можно, очевидно, принять равной температуре газа у поверхности, поскольку вблизи поверхности должна существовать конвективная теплопередача, выравнивающая поле температур.

Записанное в квадратурах решение этой системы выразится следующим образом:

$$I_{\nu}^{\pm}(h, \xi) = I_{\nu}^{\pm}(h_0^{\pm}, \xi) e^{-\int_{h_0^{\pm}}^h \left[\pm \frac{\kappa_{\nu}}{\xi}(h'') \right] dh''} + \\ + \int_{h_0^{\pm}}^h \left[\pm \frac{\kappa_{\nu}(h')}{\xi} \right] I_{p\nu} e^{-\int_{h'}^h \left[\pm \frac{\kappa_{\nu}}{\xi}(h'') \right] dh''} dh'. \quad (V.50)$$

После преобразования будем иметь:

$$I_{\nu}^{\pm}(h, \xi) = \left[I_{\nu}^{\pm}(h_0^{\pm}, \xi) - I_{p\nu}(h_0^{\pm}) e^{-\left| \int_{h_0^{\pm}}^h \frac{\kappa_{\nu}(h'')}{\xi} dh'' \right|} - \right. \\ \left. - \int_{h_0^{\pm}}^h e^{-\left| \int_{h'}^h \frac{\kappa_{\nu}(h'')}{\xi} dh'' \right|} dI_{p\nu}(h') + I_{p\nu}(h) \right]. \quad (V.51)$$

Интегрируя выражения для спектральных интенсивностей по частотным интервалам $\delta\nu_i$, достаточно малым, чтобы в их пределах можно было пренебречь изменением $I_{\nu}^{\pm}$ и $I_{p\nu}$, получаем:

$$I_i^{\pm}(h, \xi) = [I_i^{\pm}(h_0^{\pm}, \xi) - I_{pi}(h_0^{\pm})] \Omega_i(h_0^{\pm}, h, \xi) + \\ + I_{pi}(h) - \int_{h_0^{\pm}}^h \Omega_i(h', h, \xi) dI_{pi}(h'). \quad (V.52)$$

В последнее выражение входят усредненные по частотным интервалам $\delta\nu_i$ функции пропускания:

$$\Omega_i(h_1, h_2, \xi) = \frac{\int_{\delta\nu_i} e^{-\left| \int_{h_1}^{h_2} \frac{\kappa_{\nu}(h'')}{\xi} dh'' \right|} d\nu}{\int_{\delta\nu_i} d\nu}. \quad (V.53)$$

Получение $I_v^\pm(h, \xi)$ из формального решения уравнения переноса (V.51) встречает серьезные трудности, так как в общем случае κ_v меняется при изменении h в зависимости от температуры, давления, распределения массы газа вдоль луча сложным образом (см., например, [57]). Значительно большие возможности в исследовании переноса селективного излучения в среде с переменными свойствами дают численные методы. Они позволяют также более эффективно учесть угловое распределение поля излучения, чем в случаях диффузионного или двухпоточкового приближений, использовавшихся при моделировании светового режима (§ V.3).

Проекция вектора монохроматического потока диффузной лучистой энергии на высотное направление h для плоскостратифицированной атмосферы дается выражением

$$S_{vh}(h) = 2\pi \int_0^\pi I_v(h, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = 2\pi \int_{-1}^1 I_v(h, \xi) \xi d\xi. \quad (\text{V.54})$$

Для численного интегрирования (V.54) воспользуемся формулой Гаусса, выражающей значение интеграла приближенно в виде

$$\int_{-1}^1 g(z) dz \simeq \sum_{r=1}^n \omega_r g(z_r),$$

где узлы z_r и соответствующие им весовые коэффициенты ω_r не зависят от выбора подынтегральной функции. При этом веса ω_r определяются формулой

$$\omega_r = \int_{-1}^1 \frac{\prod_n(z)}{\prod_n'(z_r) (z - z_r)} dz,$$

где $\prod_n(z) = (z - z_1)(z - z_2) \dots (z - z_n)$, а $\prod_n'(z)$ обозначает

$$\frac{d}{dz} \left(\prod_n(z) \right); \quad \sum_{r=1}^n \omega_r = 2.$$

Если в качестве z_r взять корни уравнения $P_n(z) = 0$, где $P_n(z)$ — полиномы Лежандра, то соответствующая

формула квадратур Гаусса, использующая n точек, будет точной для всех полиномов, порядок которых меньше $2n$.

В таблице 22 приведены значения узлов z_r и соответствующих им весов ω_r для формулы Гаусса. Из таблицы следует, что для четных значений $n = 2k$ имеется k пар корней z_r , равных по величине и противоположных по знаку, а соответствующие каждой паре веса ω_r равны между собой.

В этом случае для монохроматического диффузного потока S_{vh} и для четного $n = 2k$ вместо (V.54) будем иметь:

$$\begin{aligned} S_{vh}(h) &= 2\pi \int_{-1}^1 I_v(h, \xi) \xi d\xi \simeq 2\pi \sum_{r=1}^n \omega_r I_v(h, \xi_r) \xi_r = \\ &= 2\pi \left\{ \sum_{r=1}^k \omega_r I_v(h, \xi_r) \xi_r + \sum_{r=1}^k \omega_r I_v(h, -\xi_r) (-\xi_r) \right\} = \\ &= 2\pi \left\{ \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_v(h, \xi_r) - \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_v(h, -\xi_r) \right\}. \quad (\text{V.55}) \end{aligned}$$

Здесь под ξ_r понимаются положительные корни. Так как отрицательные значения $\cos \vartheta = \xi$ соответствуют распределению лучистой энергии в нижнюю полусферу ($I = I^-$), а положительные — в верхнюю ($I = I^+$), можно переписать (V.55) в виде

$$S_{vh} \simeq 2\pi \left\{ \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_v^+(h, \xi_r) - \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_v^-(h, \xi_r) \right\}. \quad (\text{V.56})$$

Полный поток излучения в инфракрасной области спектра получим суммированием (V.56) по всем частотным интервалам $\Delta\nu_i$:

$$S(h) \simeq \sum_i 2\pi \left\{ \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_i^+(h, \xi_r) \Delta\nu_i - \sum_{r=1}^k \omega_r \xi_r I_i^-(h, \xi_r) \Delta\nu_i \right\}. \quad (\text{V.57})$$

Входящие в это выражение средние в i -м частотном интервале интенсивности излучения $I_i^\pm(h, \xi_r)$ определяются системой уравнений (V. 52) при граничных условиях (V.49) для k значений из таблицы 22.

Значения узлов z_r и весов ω_r для формулы Гаусса

$n = 1$		
$z_1 = 0$	$\omega_1 = 2$	
$n = 2, k = 1$		
$z_1 = -z_2 = 0,57735\ 02692$	$\omega_1 = \omega_2 = 1$	
$n = 3$		
$z_1 = -z_3 = 0,77459\ 66692$	$\omega_1 = \omega_3 = 5/9$	
$z_2 = 0$	$\omega_2 = 8/9$	
$n = 4, k = 2$		
$z_1 = -z_4 = 0,86113\ 63116$	$\omega_1 = \omega_4 = 0,34785$	48451
$z_2 = -z_3 = 0,33998\ 10436$	$\omega_2 = \omega_3 = 0,65214$	51549
$n = 5$		
$z_1 = -z_5 = 0,90617\ 98459$	$\omega_1 = \omega_5 = 0,23692$	68851
$z_2 = -z_4 = 0,53846\ 93101$	$\omega_2 = \omega_4 = 0,47862$	86705
$z_3 = 0$	$\omega_3 = 0,56888$	88889
$n = 6, k = 3$		
$z_1 = -z_6 = 0,93246\ 95142$	$\omega_1 = \omega_6 = 0,17132$	44924
$z_2 = -z_5 = 0,66120\ 93865$	$\omega_2 = \omega_5 = 0,36076$	15730
$z_3 = -z_4 = 0,23861\ 91861$	$\omega_3 = \omega_4 = 0,46791$	39346
$n = 7$		
$z_1 = -z_7 = 0,94910\ 79123$	$\omega_1 = \omega_7 = 0,12948$	49662
$z_2 = -z_6 = 0,74153\ 11856$	$\omega_2 = \omega_6 = 0,27970$	53915
$z_3 = -z_5 = 0,40584\ 51514$	$\omega_3 = \omega_5 = 0,38183$	00505
$z_4 = 0$	$\omega_4 = 0,41795$	91837
$n = 8, k = 4$		
$z_1 = -z_8 = 0,96028\ 98565$	$\omega_1 = \omega_8 = 0,10122$	85363
$z_2 = -z_7 = 0,79666\ 64774$	$\omega_2 = \omega_7 = 0,22238$	10345
$z_3 = -z_6 = 0,52553\ 24099$	$\omega_3 = \omega_6 = 0,31370$	66459
$z_4 = -z_5 = 0,18343\ 46425$	$\omega_4 = \omega_5 = 0,36268$	37834
$n = 9$		
$z_1 = -z_9 = 0,96816\ 02395$	$\omega_1 = \omega_9 = 0,08127$	43884
$z_2 = -z_8 = 0,83603\ 11073$	$\omega_2 = \omega_8 = 0,18064$	81607
$z_3 = -z_7 = 0,61337\ 14327$	$\omega_3 = \omega_7 = 0,26061$	06964
$z_4 = -z_6 = 0,32425\ 34234$	$\omega_4 = \omega_6 = 0,31234$	70770
$z_5 = 0$	$\omega_5 = 0,33023$	93550
$n = 10, k = 5$		
$z_1 = -z_{10} = 0,97390\ 65285$	$\omega_1 = \omega_{10} = 0,06667$	13443
$z_2 = -z_9 = 0,86506\ 33667$	$\omega_2 = \omega_9 = 0,14985$	13492
$z_3 = -z_8 = 0,67940\ 95683$	$\omega_3 = \omega_8 = 0,21908$	63625
$z_4 = -z_7 = 0,43339\ 53941$	$\omega_4 = \omega_7 = 0,26926$	67193
$z_5 = -z_6 = 0,14887\ 43399$	$\omega_5 = \omega_6 = 0,29552$	42247

Можно считать вполне достаточным с точки зрения удовлетворения требуемой точности использование в расчетах значения $k = 3 \div 4$. Увеличение k от 3 до 4 изменяет суммарные потоки на всех уровнях и для всех рассмотренных составов атмосферы менее, чем на 0,5%. Введем обозначения:

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}_r &= 2\omega_r \left(\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r = 2 \right), \\ \pi I_i^\pm(h, \xi_r) \Delta v_i &= F_i^\pm(h, \xi_r), \\ \pi I_{pi}(h) \Delta v_i &= B_i(h).\end{aligned}$$

Здесь B_i — односторонний равновесный лучистый поток в интервале Δv_i . В этих обозначениях (V.57) запишется следующим образом:

$$S(h) = \sum_i \sum_r \{ \tilde{\omega}_r \xi_r F_i^+(h, \xi_r) - \tilde{\omega}_r \xi_r F_i^-(h, \xi_r) \}, \quad (\text{V.58})$$

причем, с учетом (V.52) и (V.49),

$$\begin{aligned}F_i^\pm(h, \xi_r) &= B_i(h) + [F^\pm(h_0^\pm, \xi_r) - B_i(h_0^\pm)] \Omega_i(h_0^\pm, h, \xi_r) - \\ &\quad - \int_{h_0^\pm}^h \Omega_i(h', h, \xi_r) dB_i(h'); \quad (\text{V.59})\end{aligned}$$

$$F_i^\pm(h_0^\pm, \xi_r) =$$

$$\begin{aligned}&= \varepsilon^\pm B_i(h_0^\pm) + (1 - \varepsilon^\pm) \frac{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r F_i^\mp(h_0^\pm, \xi_r)}{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r}. \quad (\text{V.60})\end{aligned}$$

Как показывают расчеты (рис. 101), интегральные по инфракрасному спектру односторонние потоки для оптически плотной атмосферы Венеры несущественно зависят от состава атмосферы, особенно в моделях с водяным паром, и близки к одностороннему потоку равновесного излучения, отражая температурный ход в атмосфере. Чтобы избежать вычисления уходящего потока как разности двух близких по величине и больших односторонних

потоков, введем величины

$$\Delta F_i^{\pm}(h, \xi_r) = F_i^{\pm}(h, \xi_r) - B_i(h).$$

Тогда из (V.58) получаем

$$S(h) \simeq \sum_i \left\{ \sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \Delta F_i^{+}(h, \xi_r) - \sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \Delta F_i^{-}(h, \xi_r) \right\}. \quad (\text{V.61})$$

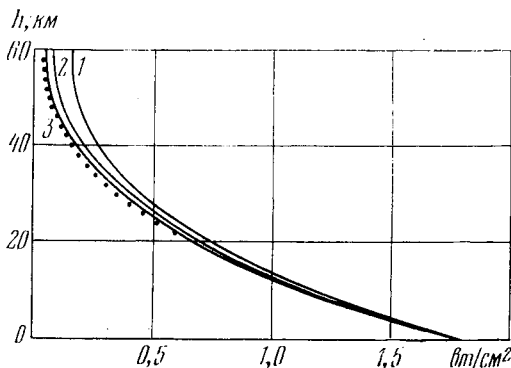


Рис. 101. Изменение интенсивности интегральных по спектру односторонних потоков $q \equiv S$ в зависимости от высоты для различных содержаний H_2O ($f_{\text{CO}_2} = 100\%$): $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ (1); 0,001% (2); 0,1 % (3). Точки — $S(h) = \sigma T^4(h)$.

Разности ΔF_i^{+} и ΔF_i^{-} определяются системой

$$\begin{aligned} \Delta F_i^{\pm}(h, \xi_r) = & \Delta F_i^{\pm}(h_0^{\pm}, \xi_r) \Omega_i(h_0^{\pm}, h, \xi_r) - \\ & - \int_{h_0^{\pm}}^h \Omega_i(h', h, \xi_r) dB_i(h') \end{aligned} \quad (\text{V.62})$$

при граничных условиях:

$$\Delta F_i^{\pm}(h_0, \xi_r) = (1 - \varepsilon^{\pm}) \frac{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \Delta F_i^{\pm}(h_0^{\pm}, \xi_r)}{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r}. \quad (\text{V.63})$$

Если степень черноты нижней границы облачного слоя $\varepsilon_c = \varepsilon^- = 1$ (при $h_0^- = Z$) или степень черноты поверхности

планеты $\varepsilon_s = \varepsilon^+ = 1$ (при $h_0^+ = 0$), система (V.62) — (V.63) становится разрешимой. При условии, что $\varepsilon^- = \varepsilon^+ = 1$, (V.63) обращается в нуль, а (V.62) сводится к выражениям:

$$\left. \begin{aligned} \Delta F_i^+(h, \xi_r) &= - \int_0^h \Omega_i(h', h, \xi_r) dB_i(h'), \\ \Delta F_i^-(h, \xi_r) &= \int_Z^h \Omega_i(h', h, \xi_r) dB_i(h'). \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.64})$$

В этом случае суммарный поток тепловой радиации определяется из (V.61) в виде:

$$S(h) = - \sum_i \sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \int_0^h \Omega_i(h', h, \xi_r) dB_i(h'). \quad (\text{V.65})$$

Для расчета высотного распределения лучистых потоков тепла разобьем рассматриваемую область атмосферы Z на слои толщиной Δh высотными координатами h_j ($j = 0, 1, 2, \dots, N$).

Примем также во внимание, что поскольку функции пропускания в i -м частотном интервале вычислялись в приближении слабой линии, которое дает экспоненциальную зависимость

$$\Omega_i(h_j, h_{j+1}, \xi) = \exp \left(- \left| \int_{h_j}^{h_{j+1}} \frac{k_i(h'')}{\xi} dh'' \right| \right),$$

то для произвольных $h_{j-1} < h_j < h_{j+1}$ выполняется соотношение:

$$\Omega_i(h_{j-1}, h_{j+1}) = \Omega_i(h_{j-1}, h_j) \Omega_i(h_j, h_{j+1}). \quad (\text{V.66})$$

Тогда для каждого j -го уровня можно выписать уравнения типа (V.62) и проводить интегрирование с граничными условиями (V.63) последовательно от уровня к уровню, используя уже найденное значение $\Delta F^\pm$ на предыдущем уровне.

Покажем это, например, для ΔF^+ :

$$\begin{aligned}\Delta F^+(h_j) &= \Delta F^+(h_0) \Omega_i(h_0, h_j) - \int_{h_0}^{h_j} \Omega_i(h', h_j) dB(h') = \\ &= \Delta F^+(h_0) \Omega_i(h_0, h_{j-1}) \Omega_i(h_{j-1}, h_j) - \\ &- \int_{h_0}^{h_{j-1}} \Omega_i(h', h_{j-1}) \Omega_i(h_{j-1}, h_j) dB(h') - \int_{h_{j-1}}^{h_j} \Omega_i(h', h_j) dB(h') = \\ &= \left\{ \Delta F^+(h_0) \Omega_i(h_0, h_{j-1}) - \right. \\ &- \left. \int_{h_0}^{h_{j-1}} \Omega_i(h', h_{j-1}) dB(h') \right\} \Omega_i(h_{j-1}, h_j) - \int_{h_{j-1}}^{h_j} \Omega_i(h', h_j) dB(h').\end{aligned}$$

Но выражение в скобках — это $\Delta F^+(h_{j-1})$. Поэтому окончательно будем иметь следующую систему:

$$\left. \begin{aligned}\Delta F_i^+(h_0, \xi_r) &= (1 - \varepsilon_s) \frac{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \Delta F_i^-(h_0, \xi_r)}{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r}, \\ \Delta F_i^+(h_j, \xi_r) &= \Delta F_i^+(h_{j-1}, \xi_r) \Omega_i(h_{j-1}, h_j, \xi_r) - \\ &- \int_{h_{j-1}}^{h_j} \Omega_i(h', h_j, \xi_r) dB_i(h') \quad (j = 1, 2, \dots, N),\end{aligned}\right\} \quad (V.67)$$

$$\left. \begin{aligned}\Delta F_i^-(h_N, \xi_r) &= (1 - \varepsilon_c) \frac{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r \Delta F_i^+(h_N, \xi_r)}{\sum_{r=1}^k \tilde{\omega}_r \xi_r}, \\ \Delta F_i^-(h_j, \xi_r) &= \Delta F_i^-(h_{j+1}, \xi_r) \Omega_i(h_{j+1}, h_j, \xi_r) - \\ &- \int_{h_{j+1}}^{h_j} \Omega_i(h', h_j, \xi_r) dB_i(h') \quad (j = N-1, N-2, \dots, 0).\end{aligned}\right\} \quad (V.68)$$

При вычислении функций пропускания для каждого j -го уровня h_j атмосферы в пределах рассматриваемой высотной области $h_0^- - h_0^+ = Z$ необходимо учесть зависимость коэффициентов поглощения от температуры и давления:

$$\begin{aligned} \kappa_j &= \kappa[P(h_j); T(h_j)] = \\ &= \kappa_{\text{CO}_2}(P_j; T_j) \frac{P_{\text{CO}_2}}{P} + \kappa_{\text{H}_2\text{O}}(P_j; T_j) \frac{P_{\text{H}_2\text{O}}}{P}. \end{aligned}$$

Здесь коэффициент $\kappa_{\text{H}_2\text{O}}$ определяется выражением (V.44), а для коэффициента κ_{CO_2} дополнительно принимаются во внимание соотношения (V.45) — (V.47), учитывающие индуцированное поглощение на $\lambda \simeq 7,5$ мкм и поглощение за кантами полос 4,3 и 2,7 мкм, так что

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{CO}_2}(P_j; T_j) &= \frac{S}{d}(T_j) \frac{273}{T_j} P_j + \kappa_{7,5}(295) \left(\frac{295}{T_j} \right)^5 P_j^2 + \\ &+ \frac{295}{273} \tilde{\kappa}(295) \frac{\kappa_{\text{max}}(P_j; T_j)}{\kappa_{\text{max}}(1; 295)} \left(\frac{273}{T_j} P_j \right)^2. \quad (\text{V.69}) \end{aligned}$$

Если допустить, что внутри каждого слоя температура и натуральный логарифм коэффициента поглощения атмосферного газа меняются линейно с высотой, то входящие в (V.67) и (V.68) функции пропускания выразятся в конечном виде:

$$\begin{aligned} \Omega(h_{j-1}, h_j, \xi_r) &= \exp \left\{ - \left| \int_{h_{j-1}}^{h_j} \frac{\kappa(h'')}{\xi_r} dh'' \right| \right\} = \\ &= \exp \left\{ - \left[\frac{\kappa_j - \kappa_{j-1}}{\ln \frac{\kappa_j}{\kappa_{j-1}}} \frac{|h_j - h_{j-1}|}{\xi_r} \right] \right\} = \exp(-\tau), \end{aligned}$$

где τ — оптическая толщина слоя $\zeta(l)$ между уровнями h_{j-1} и h_j по направлению l , косинус зенитного угла которого равен ξ_r . Тогда для h' , меняющихся в пределах

$0 \leq \frac{h_j - h'}{h_j - h_{j-1}} \leq 1$, будем иметь

$$\Omega(h', h_j, \xi_r) = \exp \left\{ - \left| \int_{h'}^{h_j} \frac{\kappa(h'')}{\xi_r} dh'' \right| \right\} = \exp(-\tau\alpha), \quad (\text{V.70})$$

где

$$\alpha = \alpha(T') = \frac{1 - \left(\frac{\kappa_{j-1}}{\kappa_j}\right)^\theta}{1 - \frac{\kappa_{j-1}}{\kappa_j}},$$

$$T' = T(h'); \quad 0 \leq \alpha \leq 1, \quad \theta = \frac{T_j - T'}{T_j - T_{j-1}}.$$

В случае, если условия в слое однородные и, следовательно, $\kappa_{j-1} = \kappa_j = \kappa$, выражения для τ и α переходят в предельные:

$$\tau = \kappa \frac{|h_j - h_{j-1}|}{\xi_r}, \quad (V.71)$$

$$\alpha = \frac{T_j - T'}{T_j - T_{j-1}} = \frac{h_j - h'}{h_j - h_{j-1}}.$$

Входящие в (V.67) и (V.68) интегралы примут тогда вид:

$$\int_{h_{j-1}}^{h_j} \Omega_i(h', h_j, \xi_r) dB_j = \int_{T_{j-1}}^{T_j} \exp[-\tau_i \alpha_i(T')] \frac{dB_i}{dT}(T') dT'. \quad (V.72)$$

Расчетные профили тепловых потоков. С целью получения профилей лучистых потоков в зависимости от высоты согласно (V.61) необходимо проинтегрировать систему уравнений (V.67) — (V.68) с учетом (V.69) — (V.72). Результаты, приведенные в работах [104, 169, 566a], получены путем интегрирования методом Симпсона с автоматическим выбором шага по заданной относительной точности (1%) на машине БЭСМ-6. Было показано, что дальнейшее повышение точности незначительно уточняет распределение суммарных потоков. Рассмотрим эти результаты.

Как и ожидалось, в интервале волновых чисел от 100 до 8300 см^{-1} сосредоточена основная доля лучистого теплопереноса. Односторонний поток энергии излучения абсолютно черной поверхности при температуре $T_s = 750 \text{ K}$ имеет величину около $1,8 \cdot 10^4 \text{ вт/м}^2$ (что примерно соответствует значению потока энергии вещества $U = \frac{5}{2} nkT \cdot \bar{v}$ при $\bar{v} \simeq 10 \text{ см/сек}$), причем на долю этой

спектральной области приходится более 99,9% от полного потока. В области от 100 до 6000 см^{-1} поверхностью излучается 99,6% энергии. Поэтому в основном расчеты потоков теплового излучения проведены для спектральной области до 6000 см^{-1} с шагом 25 см^{-1} (исходные коэффициенты поглощения для CO_2 , рассчитанные для интервалов 10 см^{-1} , усреднялись). В области от 6000 до 8300 см^{-1} для различных составов атмосферы величины лучистых потоков составляют не более 2% от тех, что переносятся в области до 6000 см^{-1} . Поскольку не было данных по коэффициентам поглощения за кантами полос 1,4 $\mu\text{м}$ и 1,2 $\mu\text{м}$, можно предполагать, что доля теплового излучения, переносимого в коротковолновой области 6000—8300 см^{-1} , будет еще меньше.

Распределение по высоте интегральных по спектру односторонних потоков для различных составов атмосферы показано на рис. 101. Как видим, эти зависимости близки к распределению одностороннего потока равновесного излучения, отражающего температурный ход в атмосфере, и мало различаются для различных значений влажности. Это свидетельствует о высокой оптической плотности атмосферы. Суммарный поток излучения, являющийся разностью больших по величине односторонних потоков, относительно изотропен и складывается из потоков, переносимых в отдельных «окнах» прозрачности. Характеристики поглощения в них определяются зависимостью $\kappa_{\text{CO}_2}(\nu)$, показанной на рис. 98, и зависят также от содержания паров H_2O .

Для чисто углекислой атмосферы перенос излучения в диапазонах волновых чисел 550—800 см^{-1} ; 1900—2400 см^{-1} ; 3500—4000 см^{-1} ; 4700—5500 см^{-1} во всей рассматриваемой области высот пренебрежимо мал. Результаты расчетов высотного распределения лучистых потоков тепла в остальных интервалах $\Delta\nu$, где атмосфера обладает заметной прозрачностью, показаны на рис. 102. Как видим, вклад этих «окон» существенно различен и зависит от высоты. Благодаря очень большой оптической плотности атмосферы лучистая энергия от поверхности и нижележащих слоев дает малый вклад в поток тепловой радиации. Уменьшение экранирующей способности атмосферы, приводящее к росту тепловых потоков с высотой и большей анизотропии поля излучения, объясняется как уменьшением

массы поглощающего газа, так и зависимостью κ_{CO_2} от температуры и давления.

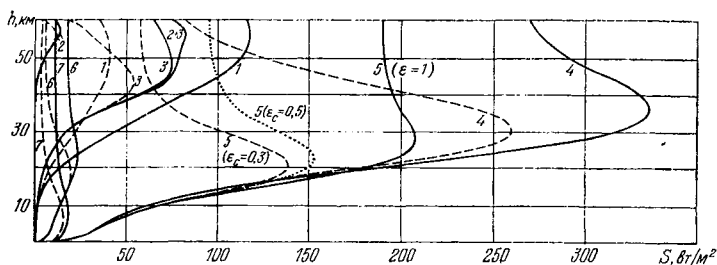


Рис. 102. Последовательный вклад отдельных участков спектра ($\Delta\nu$) в суммарный поток тепловой радиации в зависимости от высоты при 100% CO_2 , $\epsilon_s = 1$. Кривые 1—7 соответствуют интервалам (в см^{-1}): 1—100 ÷ 550; 2—800 ÷ 1100; 3—1100 ÷ 1400; 4—1400 ÷ 1900; 5—2400 ÷ 3500; 6—4000 ÷ 4700; 7—5500 ÷ 6000. Сплошные кривые — при $\epsilon_c = 1$, прерывистые — при $\epsilon_c = 0,3$, точечная — при $\epsilon_c = 0,5$ [566a].

Суммарный поток у поверхности планеты S_s составляет менее 40 вт/м^2 , причем интервалы 100—550 и 800—1400 см^{-1} практически не дают вклада в эту величину,

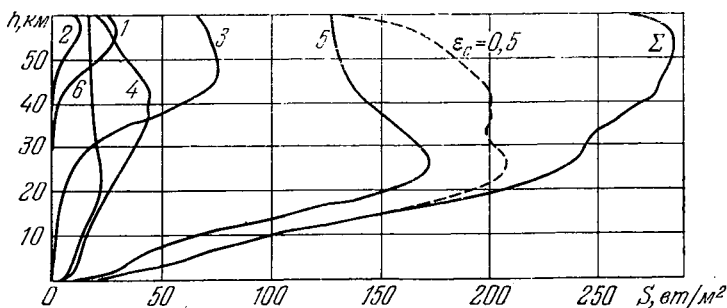


Рис. 103. Последовательный вклад отдельных участков спектра в суммарный поток тепловой радиации в зависимости от высоты при 97% CO_2 + 0,001% H_2O . Обозначения интервалов $\Delta\nu$ 1—6 те же, что на рис. 102; Σ — суммарный поток, прерывистая кривая — он же при $\epsilon_c = 0,5$ [566a].

а вклад каждого из остальных не превышает 10—15 вт/м^2 . Выше 30—40 км суммарный поток достигает примерно 700 вт/м^2 . Определяющую роль здесь (в порядке степени вклада) играют «окна» 1400—1900 см^{-1} ; 2400—3500 см^{-1}

100—550 см^{-1} и 1100—1400 см^{-1} . Первое из этих «окоп», на которое приходится максимум планковской кривой (1470 см^{-1} при $T = 750^\circ\text{K}$) вносит при этом свыше 300 вт/м^2 , остальные приблизительно 200, 120 и 75 вт/м^2 .

Присутствие в атмосфере даже относительно небольшого количества паров воды существенно изменяет спектр поглощения CO_2 , прежде всего в наиболее важных «окнах» прозрачности 1400—1900, 2400—3500 и 100—550 см^{-1} . На рис. 103 приведено распределение по высоте потоков теплового излучения в тех же спектральных интервалах, что и на рис. 102, для углекислой атмосферы при содержании $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,001\%$. На рис. 104 показаны результаты аналогичных расчетов при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01\%$ (а) и $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$ (б). Как видим, уже при объемном содержании водяного пара 0,001% максимум лучистого потока в интервале 1400—1900 см^{-1} уменьшается приблизительно до 50 вт/м^2 , а при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01\%$ составляет менее 5 вт/м^2 . В интервале 2400—3500 см^{-1} это снижение происходит соответственно до 175 вт/м^2 ($f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,001\%$) и до 70 вт/м^2 ($f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01\%$). В длинноволновой части инфракрасной области спектр поглощения H_2O существенно дополняет спектр поглощения CO_2 , и уже при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,001\%$ максимум потока в интервале 100—550 вт/м^2 уменьшается примерно вчетверо. В интервале 800—1100 см^{-1} содержание в атмосфере паров водяного пара вплоть до $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$ не оказывает заметного влияния на высотное распределение и величину теплового потока. Мало изменяется также характер переноса в интервале 5500—6000 см^{-1} . Величина суммарного теплового потока у поверхности составляет от 20 вт/м^2 (при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,001\%$) до 5 вт/м^2 (при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$) и складывается из потоков энергии, переносимых (в порядке степени вклада) в интервалах 2400—3500 см^{-1} ; 4000—4700 см^{-1} ; 5500—6000 см^{-1} ; 1400—1900 см^{-1} .

Интересно, что в условиях горячей плотной атмосферы Венеры изменение температуры газа у поверхности в пределах 15 ÷ 20% оказывает сравнительно слабое влияние на величину лучистого потока тепла *). Этот результат на первый взгляд кажется странным, поскольку определяющая условия переноса лучистая теплопроводность

*) На это обстоятельство обратил внимание Ф. С. Завелевич.

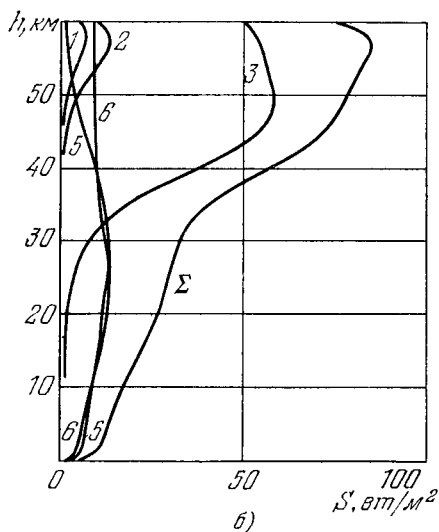
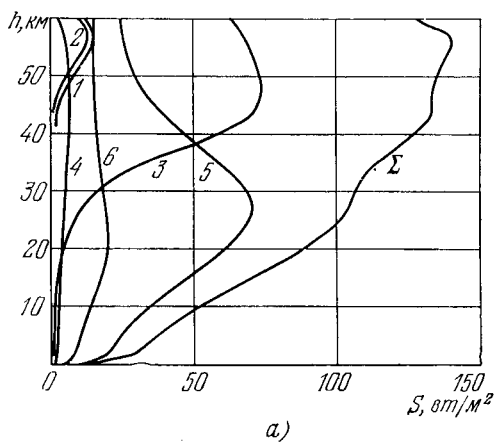


Рис. 104. Последовательный вклад отдельных участков спектра в суммарный поток тепловой радиации в зависимости от h при 97% $\text{CO}_2 + 0,01\%$ H_2O (а) и при 97% $\text{CO}_2 + 0,1\%$ H_2O (б) [566а]. Обозначения те же, что на рис. 103.

пропорциональна кубу температуры. Действительно, коэффициент лучистой теплопроводности в нижней атмосфере Венеры достигает очень больших значений. При соответствующих расчетах лучистых потоках $S = \lambda \partial T / \partial h \simeq \simeq 200 \text{ вт/м}^2$ и перепаде температуры на характерном раз-
 мере от поверхности до границы излучающей области

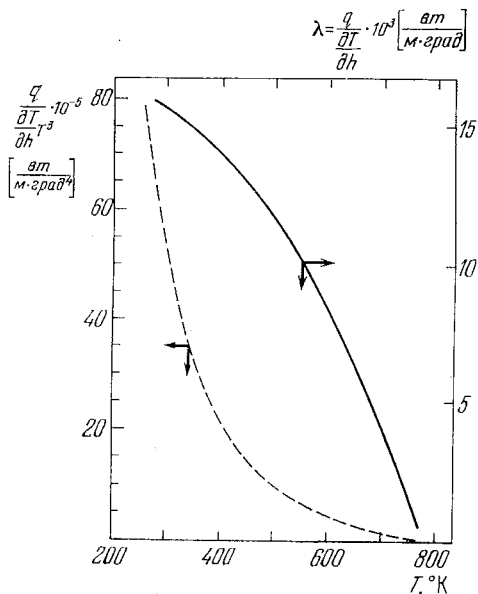


Рис. 105. Изменение коэффициента теплопроводности в атмосфере Венеры для рассчитанного потока тепла $S(h)$ (сплошная кривая). Пунктир — то же при нормировке, учитывающей температурную зависимость $\lambda(T)$ в приближении лучистой теплопроводности. Величина $S_{\Sigma}(h)$ — согласно рис. 103.

$$\Delta T \simeq 500 \text{ }^\circ\text{K} \text{ величина } \lambda_{\text{луч}} = \frac{16\sigma l T^3}{3} \left(\text{при } l = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} G'(u) du, \right.$$

где $G'(u)$ — росселандов весовой множитель, $u = h\nu/kT$) оказывается $\lambda_{\text{луч}} \simeq 5 \cdot 10^3 \text{ кал см}^{-1} \text{ сек}^{-1} \text{ град}^{-1}$, что приблизительно в 10^8 раз больше коэффициента молекулярной теплопроводности в газе при тех же условиях. Однако, как следует из расчетов, результаты которых приведены на рис. 105, в глубокой атмосфере Венеры на тепловой поток в основном влияет температурный градиент,

а не температура. Очевидно, обратное температурное влияние оказывает множитель $G'(u)$, и как следствие, в определенном интервале температур $\lambda_{\text{луч}}$ изменяется не сильно.

Сопоставим теперь результаты расчетов величины суммарных тепловых потоков для различных модельных составов атмосферы с оценками эффективного потока тепла, поступающего к планете от Солнца. Соответствующие

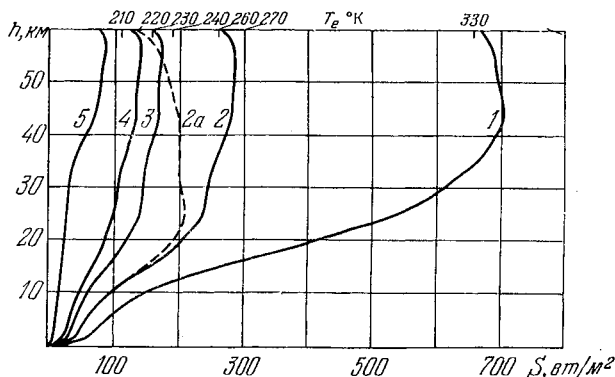


Рис. 106. Суммарные потоки тепловой радиации в зависимости от высоты. Сплошные линии: $\epsilon_s = \epsilon_c = 1$; 1—100% CO_2 , 2—97% CO_2 + 0,001% H_2O ; 3—97% CO_2 + 0,005% H_2O ; 4—97% CO_2 + 0,01% H_2O ; 5—97% CO_2 + 0,1% H_2O . Прерывистая линия 2a — $\epsilon_s = 1$, $\epsilon_c = 0,5$; 97% CO_2 + 0,001% H_2O [566a].

профили $S(h)$ для чисто углекислой атмосферы и при содержаниях водяного пара 0,001%; 0,005%; 0,01% и 0,1% представлены на рис. 106. На верхней горизонтальной оси здесь нанесены значения эффективной температуры, определяемой согласно (V.7) или (IV.1). При $A = 0,77 \pm \pm 0,07$ эффективный поток излучения от Солнца $q_{\odot}^0 = 154 \pm 46 \text{ вт/м}^2$, чему отвечает $T_e = 228 \pm 17 \text{ }^\circ\text{K}$.

Рассмотрение профилей лучистых потоков тепла приводит к выводу, что в чисто углекислой атмосфере величина потока на верхней границе облаков более чем в 3,5 раза превышает предельную величину поглощаемой солнечной энергии. При этом $S(h) > q_{\odot}^0$ начиная с $h \gtrsim 10 \text{ км}$. Однако условие баланса обеспечивается уже при содержании $f_{\text{H}_2\text{O}} \simeq 0,005\%$, так что эффективный

тепловой поток по всей толщине рассматриваемого слоя не превышает поступающий к Венере от Солнца.

На рис. 102 и 103, наряду с расчетами при $\epsilon_s = \epsilon_c = 1$, пунктиром показаны также результаты расчетов $S(h)$ в отдельных «окнах» для случаев облаков, отражающих излучение в инфракрасной области спектра. Поскольку излучение черного тела при температуре облаков невелико, эффективный поток тепла на уровне облаков уменьшается в этих случаях пропорционально уменьшению степени их черноты ϵ_c . Снижаются и внутренние значения потоков, однако их максимальные значения уменьшаются всего на 15—25% при $\epsilon_c = 0,5 \div 0,3$.

Если проводить аналогию с земными облаками, то согласно Фейгельсон [161—163], при рассмотрении потоков радиации в полусфере отличие излучения плотных непрозрачивающих облаков, состоящих из капель воды, от абсолютно черного излучения в спектральном интервале $4 \div 40$ мкм не превышает $5 \div 10\%$, за исключением окна $8 \div 12$ мкм, где отличие может достигать $15 \div 25\%$. Сквозь земные облака проходит примерно третья часть солнечной радиации в инфракрасной области, и если учесть, что судя по всему венерианские облака по плотности аналогичны земным или несколько плотнее (см. § V.3), почти вся тепловая часть солнечного спектра должна задерживаться в них либо в слое атмосферы непосредственно под облаками.

В ряде работ получены оценки влияния на величину лучистых потоков в атмосфере Венеры высоты расположения облаков. Авдуевским и др. [6] было показано, что величины S несколько уменьшаются с понижением h_0 (и соответственно, с ростом T), особенно заметно при $\epsilon_c < 1$. Незначительный вклад облаков в распределение длинноволнового излучения без учета отражения подтверждается также расчетами Стрелкова и Кухарской [152]. На рост суммарного потока тепловой радиации с уменьшением температуры и давления на уровне облаков указывается в работе Поллака [463]. Можно предполагать, что для низкорасположенных облаков (при $T_c \gtrsim 300$ °K) поток от облаков, направленный вниз, превышает поток солнечной инфракрасной радиации, и наоборот, когда облака расположены высоко, излучение от Солнца больше излучения от облаков.

В рассматриваемой модели вероятное более низкое расположение облаков (на что, как мы видели, указывают данные измерений освещенности) не учитывалось. Понижение уровня h_0^- до высоты порядка 30—35 км может оказать определенное влияние на внутреннюю структуру тепловых потоков. Вместе с тем это вряд ли изменит основные выводы, поскольку, в отличие от атмосферы Земли, в атмосфере Венеры определяющую роль в создании «парникового» эффекта, очевидно, играет непрозрачность газовой среды, а не облака.

Из рассмотрения данных, приведенных на рис. 106, следует, что в случае отражающих в инфракрасной области спектра облаков суммарный тепловой поток на их уровне может соответствовать эффективному потоку от Солнца даже в атмосфере чистого CO_2 или с примесью $10^{-5} \text{H}_2\text{O}$, хотя для этого необходима значительная степень отражения. Однако максимальные потоки снижаются при этом незначительно по сравнению с моделью неотражающих облаков, и, как следует из результатов измерений освещенности, баланс на глубине обеспечен быть не может. Если допустить, что $q_{\odot}^+ \sim 0$ в (V.4), то во всех рассматриваемых случаях сравнительно просто обеспечивается согласование значений S_s и $\bar{W}_{\Sigma\varphi}$ на поверхности; что же касается высотных профилей $S(h)$ и $\bar{W}_{\Sigma\varphi}(h)$, то наилучшее согласование достигается для модели с $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,1\%$, а при меньшем содержании H_2O остаются заметные различия (см. рис. 92).

Эти сопоставления носят, конечно, условный характер, так как в эксперименте на «Венере-8» измерялся односторонний поток, а не истинная величина поглощенной солнечной энергии. Дальнейшего уточнения требуют характеристики непрозрачности прежде всего в тех областях спектра, в которые, кроме паров H_2O , дают вклад кванты полос CO_2 , горячие переходы полос CO_2 , а также индуцированное поглощение в полосе 7,5 мкм. Требуется также уточнить к каким ошибкам приводит расчет функций пропускания в приближении слабой линии во всем диапазоне изменения T и P по высоте. Поэтому сделанные выводы относительно особенности лучистого теплообмена справедливы с точностью до использованных функций пропускания и модели переноса тепла.

§ V.5. Конвективный теплообмен

Основные соотношения. В предыдущем параграфе было показано, что лучистый поток тепла от поверхности с понижением высоты уменьшается, что связано с ослаблением проникающей солнечной радиации из-за роста оптической плотности атмосферы. К сожалению, остающиеся неопределенности в оценках лучистого теплообмена не позволяют на данной стадии надежно определить энергетический баланс в нижней атмосфере и у поверхности Венеры. Вместе с тем, поскольку измеренный профиль температуры близок к адиабатическому, можно предполагать, что тепловое равновесие относительно профиля пропущенной радиации достигается за счет дополнительного переноса тепла из нижних нагретых слоев атмосферы, компенсирующего уменьшение лучистого теплового потока (см. рис. 78, z, ∂). Таким механизмом может служить свободная конвекция. Соотношение между величиной потока ослабленной солнечной радиации у поверхности и величиной суммарного теплового потока должно в этом случае существенно сказываться на интенсивности конвективного переноса в нижней атмосфере Венеры.

Другой вероятной возможностью, обеспечивающей дополнительный обмен энергией по вертикали и приводящей, помимо этого, к выравниванию неоднородностей поля температур в горизонтальном направлении, является вынужденная конвекция, с которой связан адвективный перенос тепла в процессах крупномасштабной циркуляции (см. уравнение (V.8)). Некоторый вклад может также вносить перенос тепла и количества движения за счет турбулентности. На Земле среднегодовые потери тепла поверхностью за счет турбулентного переноса составляют приблизительно 5%. Эффективность турбулентного теплообмена между поверхностью и атмосферой на Венере оценить трудно, можно лишь предполагать, что он должен быть меньше мощности солнечного излучения, проникающего до поверхности.

Как уже отмечалось (§ V.2), проблема лучисто-конвективного теплообмена с учетом процессов циркуляции в атмосфере, т. е. взаимодействия конвективных элементов с движениями синоптического масштаба, является очень сложной даже для двумерной модели, поскольку

при численном описании пока не представляется возможным рассматривать глобальные и локальные эффекты на одном уровне точности при использовании существующих ЭВМ. Для понимания динамического режима атмосферы Венеры большой самостоятельный интерес представляет рассмотрение механизма локальной тепловой конвекции, основываясь на результатах расчетов лучистых потоков тепла.

Движущей силой свободных конвективных движений в поле гравитационных сил должна служить разность температур на границах рассматриваемой области атмосферы с неустойчивой стратификацией. Значительная глубина конвективной зоны и существенное отличие температурного профиля, соответствующего лучистому равновесию, от адиабатического составляют основные особенности атмосферной конвекции. Для учета этих особенностей необходимо рассмотрение теоретических моделей конвективных движений в сжимаемом газе. Такие модели получили за последние годы значительное развитие в работах Полежаева [127—129].

Система двумерных нестационарных уравнений гидромеханики, определяющих движение и перенос тепла в сжимаемом вязком и теплопроводном однокомпонентном газе в поле внешних сил (уравнений Навье — Стокса) имеет вид (см., например, [90]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left[\left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right], \end{aligned} \quad (\text{V.73})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho} \left[\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right] - g, \end{aligned} \quad (\text{V.74})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (\text{V.75})$$

$$\begin{aligned} \rho C_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \\ = \lambda' \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} - P \operatorname{div} v + \mu \Phi, \end{aligned} \quad (\text{V.76})$$

где

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right]$$

— диссипативная функция, u и v — проекции вектора скорости на оси X , Y . Для замыкания эту систему необходимо дополнить уравнением состояния совершенного газа

$$P = \rho R T \quad (\text{V.77})$$

и зависимостями коэффициентов теплопроводности и вязкости от температуры

$$\lambda = \lambda(T); \mu = \mu(T). \quad (\text{V.78})$$

Уравнения (V.73) — (V.76), приведенные к безразмерной форме, запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \\ = - \frac{1}{\kappa \rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho C_R} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial y} + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right], \quad (\text{V.79}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \\ = - \frac{1}{\kappa \rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho C_R} \left(\frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial v}{\partial y} + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) - C_F, \quad (\text{V.80}) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (\text{V.81})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\kappa}{\rho C_R \text{Pr}} \left(\lambda' \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \\ - (\kappa - 1) P \operatorname{div} v + \frac{\mu \kappa (\kappa - 1)}{\rho C_R} \Phi. \quad (\text{V.82}) \end{aligned}$$

Входящие в уравнения масштабные безразмерные величины имеют вид:

$$C_R = \frac{a_1 L}{v_1}; \quad \kappa = \frac{C_p}{C_v}; \quad \text{Pr} = \frac{\mu_1 C_p}{\lambda_1}; \quad C_F = \frac{g L}{\kappa R T_1},$$

где a_1 — скорость звука, выбранная в качестве масштаба скорости (индекс 1 относится к условиям на верхней границе). Теплопроводность в горизонтальном направлении полагается $\lambda' = \text{const}$.

Из этих величин и соответствующих граничных условий могут быть получены критерии подобия, определяющие течение и перенос тепла при свободной конвекции в сжимаемом газе:

$Ra = Gr \cdot Pr$ — число Рэлея;

$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$ — число Прандтля;

$Gr = C_R^2 C_F \bar{q}_s = \frac{gL^4 q_s}{\nu^2 \lambda T_1}$ — число Грасгофа, отнесенное к

подводимому потоку тепла q_s , где $\bar{q}_s = q_s L / \lambda T_1$ — безразмерный поток тепла (число Нуссельта), L — характерный размер конвективной области, а $\nu = \mu \rho^{-1}$ — коэффициент кинематической вязкости;

$K = g\lambda / C_p q_s$ — отношение адиабатического градиента температуры $\gamma_a = - \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right)_{\text{ад}} = \frac{g}{C_p}$ *) к заданному $\gamma = \frac{\partial T}{\partial h}$ или лучистому $\gamma_{\text{луч}} = \frac{q_s}{\lambda}$ **);

κ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме для CO_2 при значениях P и T у поверхности Венеры;

C_F — критерий гидростатической (или весовой) сжимаемости.

*) Для простоты здесь и далее в выражении для адиабатического градиента температуры мы пренебрегаем зависимостью энтальпии газа от давления и температуры (см. (IV.6)).

**) В случае, когда на нижней границе задается не поток тепла q_s , а температура T_2 (т. е. фиксирована разность температур $T_2 - T_1$), критерий Грасгофа и K удобнее определить следующим образом:

$$Gr = \frac{gL^3}{\nu^2} \frac{T_2 - T_1}{T_1}$$

ИЛИ

$$Gr = C_R^2 \frac{T_2 - T_1}{T_1} C_F;$$

$$K = \frac{(\kappa - 1) C_F}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{gL}{C_p (T_2 - T_1)}.$$

Критерий K — один из основных критериев, влияющих на интенсивность тепловой конвекции, который определяет движущую силу конвективных движений в поле гравитационных сил. Числа λ и Rg определяют физические свойства газа. Критерий C_F представляет собой отношение скорости свободного падения с высоты $h = L$ к скорости звука. Этот критерий учитывает распределение плотности и давления с высотой. При характерном размере $L \sim H$ значение $C_F \sim 1$. Значения такого порядка могут моделироваться в численных расчетах. Число Рэлея Ra — основной критерий подобия, учитывающий влияние вязкости при конвективном движении в поле внешних сил. Конвективное движение в подогреваемом снизу газе возникает после потери устойчивости механического равновесия, определяемого уравнением гидростатического равновесия. В стратифицированном слое вязкого газа без учета сжимаемости ($C_F \ll 1$) условием устойчивости такого равновесия будет $Ra < Ra_{кр}$, где $Ra_{кр}$ — критическое число Рэлея. Ячейковые течения при естественной конвекции в вязком подогреваемом снизу газе возбуждаются в этом случае при $Ra_{кр} \sim 10^3 \div 10^4$. Более общим является условие Джеффриса, учитывающее величину K и характеризующее устойчивость относительно числа $\tilde{Ra} = Ra(1 - K)$.

Система критериев подобия, в которую входит C_F , является более общей, чем та, которая следует из уравнений Буссинеска, обычно применяемых при рассмотрении конвекции в сравнительно тонком приповерхностном слое атмосферы. Как известно, в последних предполагается, что возмущения плотности не зависят от возмущений давления и линейно зависят от возмущений температуры, причем изменения плотности учитываются лишь в подъемной силе. Поэтому расчеты конвективного переноса в этом приближении можно вести лишь в случаях, когда размер рассматриваемой ячейки (и перепад ρ) мал. Для интересующих нас условий, при характерном размере ячейки порядка H , использование уравнений Буссинеска (неучет C_F) привело бы к существенным ошибкам.

В газе, плотность которого зависит не только от температуры, но и от давления, условия возникновения конвекции имеют более сложный характер. Если учитывать только сжимаемость газа и не учитывать его теплопроводность

и вязкость, условие устойчивости записывается согласно (V.11). Применительно к системе выписанных выше критериев подобия это условие можно представить также в виде

$$\bar{q}_s > (\kappa - 1) C_F \quad \text{или} \quad K = \frac{(\kappa - 1) C_F}{\bar{q}_s} < 1. \quad (\text{V.83})$$

По расчетам Полежаева [128], в сжимаемом вязком и теплопроводном газе граница, соответствующая потере устойчивости равновесия и возникновению конвекции, определяется в плоскости критериев Ra , K или C_{g_L} , C_F (при фиксированных остальных критериях подобия). Интенсивность конвективных движений в атмосфере зависит в этом случае от расстояния точки с координатами Ra , K , характеризующей конкретные условия, от границы устойчивости, изображаемой кривой, которой принадлежат критические значения Ra^* , K^* , и является функцией

$$\frac{v}{\sqrt{\kappa R \Gamma_1}} = f_1(Ra, K, C_F, Pr, \kappa). \quad (\text{V.84})$$

Получаемую в расчетах зависимость интенсивности конвективных движений можно представить также в ином виде по числу Re :

$$\frac{vL}{\nu_1} = f_2(Ra, K, C_F, Pr, \kappa), \quad (\text{V.85})$$

где $f_2 = f_1 C_R$.

Поскольку в нижней атмосфере Венеры $H \simeq 17$ км, значения числа Рэлея оказываются порядка $Ra \sim 10^{21} - 10^{22}$. При таких больших значениях Ra конвективное движение находится далеко за порогом статической устойчивости и является, несомненно, турбулентным. Численное моделирование по числу Ra в этом диапазоне встречает пока значительные трудности. Невозможно воспроизведение конвективных течений при соответствующих условиях и в лабораторном эксперименте *). Вместе с тем, численное моделирование остальных критериев подобия применительно к условиям нижней

*) Например, чтобы получить большое значение C_F , было бы необходимо обеспечить громадные значения g , освобожденные от различных побочных влияний, в частности, от большой кориолисовой составляющей при использовании центрифуги.

атмосферы Венеры при меньших значениях числа Ra возможно. В этом случае можно получить ряд оценок для модели свободной конвекции, предполагая, что зависимость безразмерной скорости от параметров K и C_F сохранится качественно аналогичной.

Наибольший интерес могут представить два предельных случая, моделирующие процесс развития конвективных движений в атмосфере. Первый соответствует относительно слабой конвективной активности в спокойной атмосфере, когда действительный градиент температуры близок к адиабатическому. Второй случай соответствует максимальной интенсивности конвекции, возникающей при условии, что в некоторый момент времени в атмосфере существовал начальный профиль температуры, близкий к профилю лучистого равновесия*). Конвективный поток, возникающий при наличии такого профиля, переводит неустойчивую статичную атмосферу в состояние конвективного равновесия, и достигнутое равновесное состояние отвечает первому предельному случаю.

Предельные оценки такого перехода, полученные в [5, 188], справедливы в условиях высокой прозрачности атмосферы для солнечной радиации, когда вплоть до поверхности выполняется равенство (V.7) или (V.14). С этой целью были рассчитаны зависимости $T_{\text{луч}}(h)$ для модели атмосферы при лучистом равновесии (рис. 78а) путем интегрирования уравнений типа (V.58) — (V.60) при $S(h) = q_t^0$ (см. (V.6)), $\varepsilon_s \simeq 1$ и $\varepsilon_c \simeq 0,3 \div 0,5$.

Трудность решения этой задачи состоит в том, что уравнение переноса записывается для спектральной интенсивности, тогда как условие лучистого равновесия имеет интегральный по спектру характер. Поэтому зависимость $T_{\text{луч}}(h)$ находилась методом последовательных приближений. Поскольку распределение параметров газа при изменении профилей температуры также изменяется, дополнительно использовались уравнения состояния и гидростатического равновесия. При задании условий на верхней границе рассчитывался поток излучения, идущего сверху вниз F_i^- , а необходимые для расчета потоков снизу

*) В такой постановке задача о развитии конвекции в атмосфере, первоначально находящейся в состоянии лучистого и гидростатического равновесия, была сформулирована еще в 1913 г. Эмдемом (см. [50]).

вверх значения F_i^+ на нижней границе определялись путем подбора температуры поверхности так, чтобы удовлетворялось условие:

$$\varepsilon_s \sum_i B_i(h) - (1 - \varepsilon_s) \sum_i F_i^-(h) = q. \quad (\text{V.86})$$

Полученные для такой модели распределения температуры при разных значениях q показаны на рис. 107.

Как видим, условие лучистого равновесия приводит к существенному возрастанию температуры газа вблизи поверхности и к увеличению градиентов температуры по высоте. Особенно большие градиенты, намного превышающие адиабатический, достигаются у поверхности. Вследствие возникновения конвективной неустойчивости в этой области должны зарождаться интенсивные конвективные движения, тем большие, чем меньше K . Структуру и интенсивность течений мы рассмотрим на примерах моделей ячейковой и проникающей конвекции.

Модель ячейковой конвекции. Относительно более простой является модель регулярной (ячейковой) конвекции, когда верхняя граница рассматриваемой области ограничена. Моделирование конвективной активности в атмосфере Венеры при таком подходе проведено в работах Авдуевского и др. [2, 5, 188].

Будем предполагать, что конвективное движение в бесконечно длинном горизонтальном слое газа после потери устойчивости механического равновесия разбивается на ряд ячеек, горизонтальный размер каждой из которых

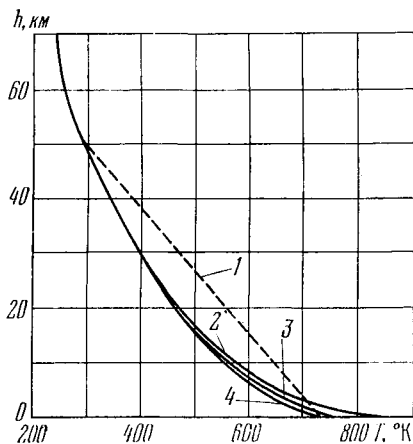


Рис. 107. Высотные профили температуры атмосферы в условиях лучистого равновесия: 1 — адиабата; 2 — $q = 140$ ($\varepsilon_c = 0,3$); 240 ($\varepsilon_c = 0,5$); 3 — $q = 125$ ($\varepsilon_c = 0,3$); 190 ($\varepsilon_c = 0,5$); 4 — $q = 105$ ($\varepsilon_c = 0,3$); 170 ($\varepsilon_c = 0,5$) [5].

близок к глубине конвективной зоны, т. е. конвекция является периодической с полупериодом L^*). Получение оценок интенсивности конвекции можно тогда свести к расчетам для одной замкнутой конвективной ячейки, ширина которой равна ее высоте H . В зависимости от характера начальных возмущений в ячейках могут возбуждаться одновихревые или многовихревые движения, как это схематически показано на рис. 108.

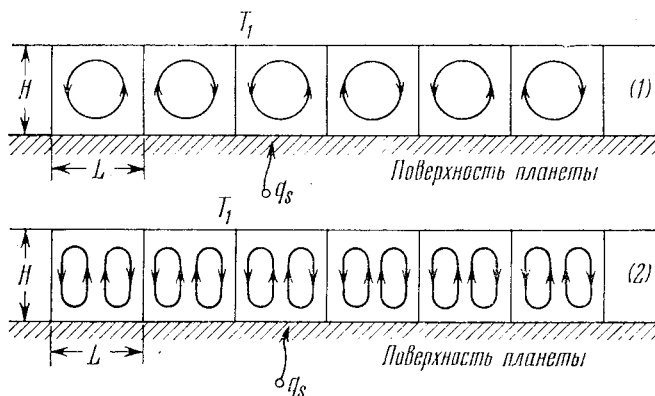


Рис. 108. Структура ячейковой конвекции в горизонтальном слое ($L = H$): 1 — ячейки с одним вихрем, 2 — ячейки с двумя вихрями.

С учетом имеющихся результатов лабораторных и численных экспериментов можно допустить, что на боковых поверхностях каждой отдельной конвективной ячейки (с одним или несколькими вихрями) реализуются условия симметрии. Из условия прилипания и непротекания принимается, что скорости на нижней и верхней границах ячейки равны нулю и боковые поверхности теплоизолированы.

*) В реальной атмосфере на размеры ячеек при ячейковой конвекции влияет вертикальный градиент температуры (в частности, величина радиационного притока тепла) и анизотропность турбулентного перемешивания, т. е. отношение вертикального и горизонтального коэффициентов турбулентной вязкости. По оценкам для земной атмосферы длина ячеек пропорциональна $\psi^{1/5}$, а время перехода от ламинарного режима к режиму развитой конвекции пропорционально $\psi^{2/5}$, где $\psi = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial h}$, θ — потенциальная температура (см. [174, 306]).

Таким образом,

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad (V.87)$$

$$u = v = 0.$$

Считается далее, что на верхней поверхности ячейки температура фиксирована и равна T_1 , а на нижней поверхности ячейки задан постоянный поток тепла $q_s = \lambda \partial T / \partial y$. Рассматриваемые в дальнейшем стационарные решения системы (V.77) — (V.82), отвечающие установившемуся характеру теплового режима атмосферы, находятся в результате установления начальных возмущений при заданных начальных значениях скоростей $u(x, y, 0)$, $v(x, y, 0)$ и параметров газа $P(x, y, 0)$, $T(x, y, 0)$, $\rho(x, y, 0)$, связанных уравнениями состояния и гидростатического равновесия.

Расчеты зависимости интенсивности конвекции от параметра K были проведены для конвективного движения с одним вихрем (которое возбуждается при несимметричных начальных возмущениях и имеет наименьшие критические значения Gr_L^* , K^*) и для конвективного движения с двумя вихрями (которое возбуждается при симметричных начальных возмущениях и имеет большие критические значения Gr_L^* , K^*) в одной и той же области $H/L = 1$.

Численное решение системы уравнений (V.77) — (V.82) с указанными начальными и граничными условиями осуществлялось с использованием неявной разностной схемы с пространственной аппроксимацией второго порядка точности, развитой Полежаевым применительно к расчетам конвективных движений сжимаемого газа при заданной разности температур поперек ячейки [127, 129] *). Использовалась разностная сетка $h' = 0,05$, $l' = 0,05$ (h' , l' — шаги сетки по пространственным переменным x , y).

На рис. 109 приведено распределение по горизонтали на высоте $H/2$ вертикальной скорости в ячейке для различных K в случае одновихревого конвективного движения при $Ra = 10^6$.

*) В основе этой схемы, приводящей к трехдиагональным матрицам, лежит общая идея метода переменных направлений.

Из результатов расчетов видно, что при уменьшении отношения адиабатического градиента к заданному интенсивность конвекции значительно возрастает. Зависимость максимальной амплитуды конвективного движения от параметра K показана на рис. 110. Пунктирной кривой 2 показана соответствующая зависимость для ячейки, содержащей два вихря. Максимальная амплитуда конвективных движений в этом случае оказывается значительно

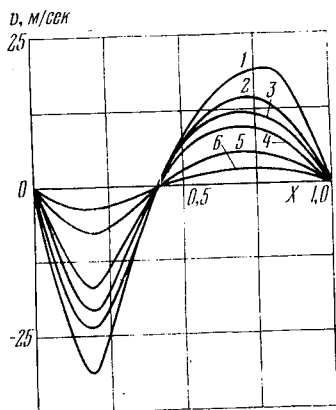


Рис. 109. Профили вертикальных токов в зависимости от величины параметра K : 1 — $K = 0,880$; 2 — $K = 0,920$; 3 — $K = 0,945$; 4 — $K = 0,950$; 5 — $K = 0,975$; 6 — $K = 0,990$ [188].

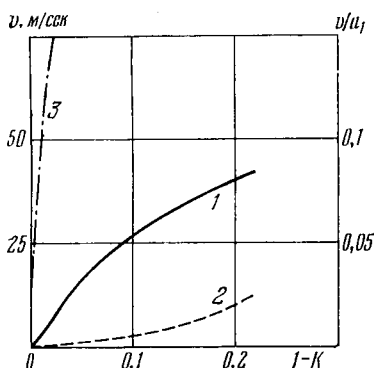


Рис. 110. Максимальные скорости вертикальных конвективных движений: 1 — ячейка с одним вихрем; 2 — ячейка с двумя вихрями; 3 — с одним вихрем при $\nu = 0$ [188].

меньшей, чем для ячейки с одним вихрем, и сплошная кривая 1 дает при заданных параметрах, по-видимому, близкую к верхнему пределу оценку интенсивности конвекции в вязком газе. Для сравнения там же показана (кривая 3) оценка интенсивности конвекции, полученная с использованием уравнений Буссинеска без учета вязкости (когда $Ra = \infty$) для упрощенной модели конвекции [362]. Очевидно, при числах $Ra = 10^{21} - 10^{22}$, отвечающих принятым размерам конвективной области, должен реализовываться промежуточный случай между кривыми 1 и 3. При этом требуемые значения Ra могут достигаться за счет соответствующих значений вязкости, при $Re = \text{const}$ (см. (V.85)).

Действительно, экспериментальные данные для нижнего (приблизительно километрового) слоя земной атмосферы, полученные из наблюдений за конвективной облачностью с ИСЗ и с высотных метеорологических мачт, указывают на существование ячеистых структур при $Ra \sim 10^{17} \gg Ra_{кр}$. В работах Иванова и др. [557—559] возникновение таких квазиячеек с пространственными масштабами порядка 1—10 км объясняется наличием тесной связи крупномасштабных структур с изменением турбулентных параметров в пограничном слое при неустойчивой стратификации. С существованием упорядоченной структуры в пограничном слое земной атмосферы при развитой конвекции, видимо, связаны также регистрируемые низкочастотные пульсации метеоэлементов (с временными масштабами порядка 1000 секунд), вносящие заметный вклад в дисперсию температуры и горизонтальной компоненты скорости ветра. Подтверждением этому служит статистически обоснованное совпадение длин возмущений с масштабами неоднородностей, соответствующими спектрам пульсаций. Введение в рассмотрение вместо обычных коэффициентов вязкости и теплопроводности ν и λ их турбулентных аналогов, характерных для турбулизованной среды, уменьшает числа Рэлея по крайней мере на 8—9 порядков величины. Наличие турбулентности приводит, таким образом, к повышению эффективности процессов обмена и тем самым к уменьшению степени неустойчивости атмосферы. Эти стабилизирующие факторы, по-видимому, играют роль своего рода обратной связи [558, 562].

Результаты, представленные на рис. 110, позволяют, таким образом, сделать качественную оценку интенсивности конвекции в нижней атмосфере Венеры при близких к действительным числах Ra , если допустить, что интенсивность конвекции определяется в основном величиной параметра K . В случае вязкого газа для рассматриваемой модели при $Ra = 10^6$ относительно малым отклонениям от состояния статического равновесия (условием которого является $K = 1$ в спокойной атмосфере) могут соответствовать большие вертикальные скорости. Так, например, при $K = 0,99$ (что при $\gamma_a = 8,5$ град/км соответствует отклонению от адиабатического градиента на 0,1 град/км) максимальная интенсивность конвективных движений в

масштабе L конвективной ячейки достигала бы $1,5$ м/сек. В случае же $Ra = \infty$ ($v = 0$) значение вертикальной скорости, соответствующее величине $K = 0,99$, получается значительно больше, около 40 м/сек. Поскольку фактические отклонения от адиабатического градиента T в атмосфере Венеры, по-видимому, существенно меньше (K ближе к единице), реальные величины скорости конвективного переноса не достигают значений, лежащих в указанных пределах.

Хотя действительный диапазон чисел Ra в расчете не моделировался, можно попытаться получить разумные количественные результаты в рамках рассматриваемой конвективной модели, если оценить величину турбулентной вязкости ν_t , перейдя тем самым к турбулентному аналогу числа Ra . Для этого воспользуемся одним из эмпирических соотношений Ричардсона — Обухова [122], предложенным для описания процессов крупномасштабной турбулентной диффузии в атмосфере:

$$\nu_t(L) \sim \varepsilon^{1/3} L^{4/3}, \quad (V.88)$$

где L — характерный размер атмосферного процесса, $\varepsilon \simeq \alpha q/M$ — средняя удельная скорость диссипации кинетической энергии в теплоту за счет трения. Здесь $q \sim \sim q_0^0$ определяется согласно (V.7), M — масса единичного столба атмосферы, α — коэффициент, равный для Земли $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ [46].

Если принять во внимание (V. 85), то результаты расчета интенсивности конвекции с использованием системы уравнений (V.77) — (V.82) можно представить также в безразмерном виде [188]

$$\frac{vL}{\nu}(K) = \frac{v}{a_1}(K) C_R = 1,41 \cdot 10^3 \frac{v}{a_1}(K), \quad (V.89)$$

откуда имеем

$$\frac{vL}{\nu_t} = \frac{v}{(\varepsilon L)^{1/3}} = f(K). \quad (V.90)$$

Значения функции $f(K) = 1,41 \cdot 10^3 \frac{v}{a_1}(K)$ определяются из расчетов, проведенных с использованием значений молекулярной вязкости (см. рис. 110). Значение ε для тропосферы Земли по оценкам Брента [18] равно приблизительно $5 \text{ см}^2/\text{сек}^3$. Соответственно эта величина для кон-

вективного слоя Венеры (с учетом того, что M примерно в 10^2 раз больше) имеет порядка $1 \text{ см}^2/\text{сек}^3$. Тогда при $L \sim 10^4 \text{ м}$ получаем:

$$v \simeq 0,35f(K) \text{ м/сек.} \quad (\text{V.91})$$

Отсюда при $K = 0,99$ будем иметь $v \simeq 1 \text{ м/сек.}$

Оценим теперь действительную величину K и тем самым интенсивности конвективных движений, которые реально могут иметь место в нижней атмосфере Венеры. К сожалению, измерить очень малую разность между действительной и адиабатической температурами $\Delta T = T - T_{\text{ад}}$, определяющую значение K , существующими бортовыми приборами невозможно. Можно, однако, получить оценку порядка величины ΔT , исходя из приближенного выражения для конвективного потока тепла Δq_K согласно (V.10), воспользовавшись результатами расчетов лучистого переноса по измеренному профилю температуры. В первом приближении можно положить, что по порядку величины $q_K \sim S \leq 10^2 \text{ вт/м}^2$. Тогда, подставляя в (V.10) выражение для вертикальной скорости $v \simeq (2gH \Delta T/T)^{1/2}$, получаем формулу для определения средней разности температуры в виде

$$(\Delta \bar{T})^{1/2} \simeq \frac{\Delta q_K}{\rho C_p \left(2 \frac{gH}{T}\right)^{1/2}}. \quad (\text{V.92})$$

При средних значениях атмосферных параметров по высоте конвективной ячейки ($H \simeq 1,5 \cdot 10^4 \text{ м}$, $T \simeq 650 \text{ }^\circ\text{К}$, $\rho \simeq 45 \text{ кг/м}^3$, $C_p \simeq 0,24 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}$) получаем $\Delta \bar{T} \leq 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ град}$, откуда $1 - K \simeq \Delta T/T \leq 5 \cdot 10^{-5}$. В диапазоне значений $1 - K = 0 \div 10^{-2}$ функцию $\frac{v}{a_1}(K)$ (см. рис. 110) можно приближенно представить линейной зависимостью

$$\frac{v}{a_1}(K) \simeq 0,6(1 - K), \quad (\text{V.93})$$

откуда следует: $v \leq 0,01 \text{ м/сек.}$ Заметим, что значения v , определенные согласно (V.91) и (V.93), хорошо согласуются с оценками предельной величины вертикальных движений в атмосфере Венеры, полученными из анализа динамики парашютного спуска АМС «Венера-4—8» (см. § IV.3).

Модель проникающей конвекции. В модели ячейковой конвекции перемешивание газа происходит таким образом, что в ядре конвективной ячейки устанавливается профиль температуры с градиентом, близким к адиабатическому.

Однако в слоях газа вблизи нижней и верхней границ градиент температуры больше адиабатического *). Температура поверхности T_s находится между температурами, соответствующими адиабатическому и лучистому профилям.

Интенсивность движений убывает с увеличением высоты и становится равной нулю у верхней границы конвективной ячейки на высоте $H = 17$ км. Очевидно, что этот результат не отражает реальной ситуации в атмосфере Венеры и является следствием ограничений, накладываемых принятой моделью, поскольку весьма вероятно, что наибольшее ослабление конвективной активности в атмосфере Венеры отмечается границей облаков. На этом уровне реализуется условие $\partial q/\partial h \rightarrow 0$, что в целом согласуется с результатами расчетов распределения лучистых потоков по высоте. Можно думать, что тепло- и массообмен за границей ячейки связаны с проникающим характером конвективных движений. Это значит, что верхняя граница конвективной ячейки, разделяющая зоны устойчивой и неустойчивой стратификации, не является фиксированной, а перемещается вверх, вплоть до некоторой высоты $h^* > H$, и на стационарном режиме температурный профиль во всей области стремится к адиабатическому **).

*) Известно (см., например, [50]), что в земных условиях, если длина перемешивания сравнима с расстоянием от поверхности до основания облаков, эффективность перемешивания у границы мала, и вблизи границы поверхности и облаков может возникать сверхадиабатический градиент. Следует, однако, иметь в виду, что в данном расчетном случае полученный характер $T(y)$ целиком определяется граничными условиями, а не действительными вариациями температуры с высотой, к которым приводит конвективная неустойчивость в реальной атмосфере.

**) Режим проникающей конвекции моделируется в лабораторных условиях. Такой характер имеет, например, конвекция в слое воды, который подогревается сверху и поддерживается при нулевой температуре на нижней границе. При этом внутри слоя образуется инверсия при температуре 4°C , разделяющая зоны устойчивой и неустойчивой стратификации.

Моделям пропикающей конвекции в последнее время уделяется все большее внимание [265, 299, 436, 534]. Применительно к атмосфере Венеры такая модель рассматривалась Власюком и Полежаевым [35, 130], оценки которых по результатам проведенных численных экспериментов развивают представления о характере мезо-процессов в атмосфере этой планеты.

Трудности, связанные с большой глубиной атмосферы (и следовательно, со значительным изменением плотности в пределах рассматриваемой области) частично преодолеваются путем замены P , ρ и T на $\ln P$, $\ln \rho$ и $\ln T$ в исходной системе уравнений (V.77) — (V.82). Исходя из соображений о периодичности движений в плоскостратифицированном равномерно подогреваемом горизонтальном слое газа, принимается, что условия на нижней границе и боковых поверхностях соответствуют (V.87), а верхняя граница h^* определяется в этом случае условиями асимптотики:

$$\left. \begin{aligned} u_{h^*} &= v_{h^*} \rightarrow 0, \\ T_{h^*} &\rightarrow T_1 = T_{h^*}^0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.94})$$

Здесь через $T_{h^*}^0$ обозначена начальная температура на уровне h^* , который зависит от высоты проникновения конвекции в устойчивую область и определяется в процессе счета. В системе безразмерных критериев подобия (Gr^{h^*} , $K(h)$, $C_F^{h^*}$, L/h , Pr , κ), как и ранее, устойчивость характеризуется параметром $K(h) = \frac{(\kappa - 1) C_F^{h^*}}{(d\Gamma/dh)^0}$; при этом, очевидно, условие $K(h) = 1$ соответствует границе между устойчивой ($K > 1$) и неустойчивой ($K < 1$) зонами.

Власюк и Полежаев провели рассмотрение структуры и интенсивности пропикающей конвекции в нескольких моделях, различающихся исходной глубиной неустойчивой зоны для начального профиля лучистого равновесия, числом Рэлея, законом изменения вязкости по высоте и вертикальной стратификацией плотности, определяемой параметром гидростатической сжимаемости C_F . Расчеты проводились на БЭСМ-6. Конечно, так же как и в модели ячейковой конвекции, полученные результаты в приложении к атмосфере Венеры носят оце-

ночный характер, поскольку действительный диапазон критериев Ra , C_F и $K(h)$ не моделируется. Вместе с тем обнаруживается ряд интересных особенностей течения и теплообмена в условиях, значительно более близких к реальным условиям планетной атмосферы.

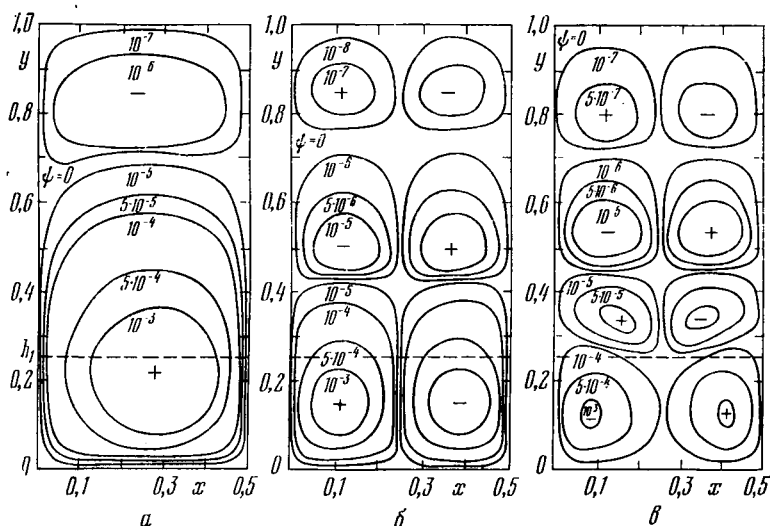


Рис. 111. Линии тока в условиях проникающей конвекции при различных Ra^* : а — $Ra^* = 10^6$; б — $Ra^* = 10^7$; в — $Ra^* = 10^8$; h_1 — граница между областями с устойчивой и неустойчивой стратификацией; плюс и минус обозначают различные направления движений, значения скоростей даны в единицах скорости звука a_1 [35].

Среди них следует прежде всего отметить возможность образования многоярусной структуры течений, так что движения, проникающие в устойчивую зону, запираются «индуцируемыми» ими вторичными движениями противоположного знака. Примеры таких структур по результатам расчетов линий тока при числах Рэлея от 10^6 до 10^8 , $C_F = 3$ и начальной глубине неустойчивой зоны $h_1 = 0,25h^*$ показаны на рис. 111. Как видим, слабые вторичные движения (приблизительно на три порядка меньшие по сравнению с движениями в основном ядре конвективной ячейки) развиваются уже при $Ra = 10^6$, а при дальнейшем увеличении числа Ra наблюдается дробление

ячейки по горизонтали и увеличение числа ярусов. При этом горизонтальный масштаб проникающих периодических движений за порогом устойчивости становится близким к h_1 .

С ростом Ra уменьшаются отличия вертикального градиента температуры от адиабатического. Одновременно увеличивается охлаждение поверхности за счет конвективной теплоотдачи. Это хорошо видно из расчетов, результаты которых представлены на рис. 112 относительно безразмерной температуры

$\theta = \frac{T - T_1}{qh/\lambda}$. Исходная модель в этом случае отличается от рассмотренной выше большей глубиной неустойчивой зоны ($h_1 \simeq 0,6h^*$) при начальном профиле

температуры в нижнем слое атмосферы с градиентом, превышающим градиент лучистого равновесия. Граничные условия здесь ставятся вблизи вероятной нижней границы облаков ($h \simeq 30$ км), так что выше конвективные движения искусственно запираются и характер процессов в устойчивой зоне не моделируется. Последовательное изменение высотных профилей температуры атмосферы (рис. 112, а) и температуры поверхности (рис. 112, б) соответствует установлению стационарных режимов при указанных значениях Ra .

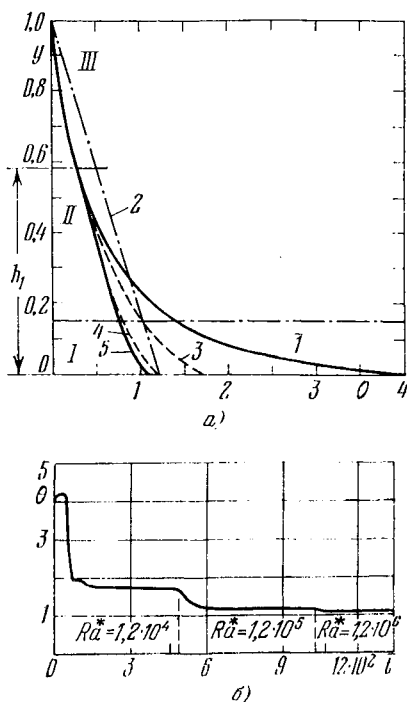


Рис. 112. Изменение температуры по высоте конвективной области (а) и изменение температуры поверхности (теплоотдачи) с изменением Ra^* (б): 1 — условный начальный профиль лучистого равновесия, 2 — адиабата; 3, 4, 5 — последовательное изменение температуры при переходе по числу Ra^* от 10^4 до 10^7 . h_1 — область неустойчивости, штрих-пунктир — область с инверсионным ходом плотности [35].

Интенсивность конвективных движений в модели проникающей конвекции можно аппроксимировать приближенной зависимостью, по форме соответствующей (V.85):

$$\frac{vh_1}{v} = F(Ra) = b(Ra^*)^n. \quad (V.95)$$

Эта зависимость приведена в логарифмических координатах на рис. 113. Нижняя и верхняя прямые отвечают описанным моделям с $h_1 \simeq 0,25h^*$ и $h_1 \simeq 0,6h^*$. Соответственно, в первом случае $b = 0,152$; $n = 0,52$, а во втором $b = 0,155$; $n = 0,54$. Как и следовало ожидать, в модели с меньшими начальными значениями $K(h)$ в неустойчивой области атмосферы интенсивность конвективных движений заметно выше, что хорошо видно из сравнения зависимостей (V.95) на рис. 113.

Так же, как и в модели ячейковой конвекции ограниченной глубины, для оценки диапазона, в котором лежат реальные значения v , можно ввести вместо молекулярной турбулентную вязкость и предположить $v_t = \text{const}$. Используя зависимости (V.89) и (V.90) и оценки фактической величины параметра K , нетрудно убедиться, что скорости в ядре конвективной области в нижнем слое атмосферы оказываются приблизительно в тех же пределах, как и в ячейковой модели, и быстро ослабевают с высотой. Наряду с этим обращает на себя внимание тот факт, что в модели проникающей конвекции с $v = \text{const}$ наблюдается меньшая асимметрия в восходящих и нисходящих токах и увеличивается глубина адиабатической зоны при тех же Ra (т. е. отношение h^*/h_1), чем в модели с $v \neq \text{const}$.

Рассмотренные особенности конвекции (справедливые с точностью до используемых моделей) могут иметь ряд важных следствий, касающихся как интенсивности теплообмена, так и структуры облаков. Развитая конвекция в условиях земной атмосферы сопровождается образованием мощной облачности, играя, в частности, решающую роль в формировании кучевых облаков. Их структура, в том числе возможность существования разрывов в облаках, зависит от соотношений между горизонтальными и вертикальными тепловыми потоками, от наличия вертикального сдвига ветра, от характера подстилающей поверхности, от величины потока массы в нижних слоях и на уровне конденсации (облачных струй). На

Венере, в условиях значительно более однородного температурного поля у поверхности и в нижней атмосфере, вероятность таких разрывов невелика, однако полностью их исключать нельзя. Поскольку облака существенно

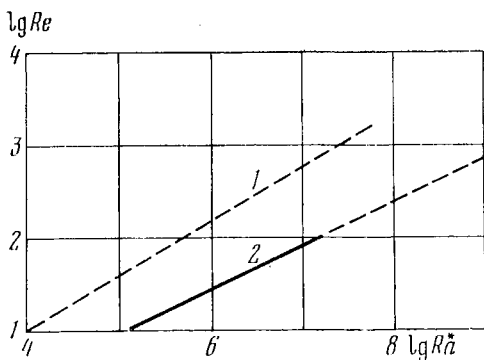


Рис. 113. Изменение максимальной интенсивности вертикальных конвективных движений в зависимости от числа Рэлея $Re = f(Ra^*)^n$. 1 — модель с искусственным запирающим движений на $h \simeq 30$ км, 2 — модель с проникающим характером движений во всей области при уменьшенной относительной глубине атмосферы h_1/h^* [35].

рассеивают солнечную радиацию, а интенсивность атмосферных движений прямо зависит от притока энергии в атмосферу, характер взаимосвязи этих процессов представляет исключительно большой интерес. Заметим, что сама по себе возможность существования разрывов могла бы иметь чрезвычайно важное практическое значение с точки зрения наблюдений Венеры с относительно близких расстояний (например, с орбиты ее искусственного спутника).

Дальнейшее совершенствование конвективных моделей, прежде всего моделей проникающей конвекции, преодоление вычислительных трудностей, связанных с расчетами глубоких областей при больших значениях параметра сжимаемости и числа Ra , уточнение характеристик лучистого теплообмена позволят лучше понять локальную структуру полей метеорологических элементов, физическую структуру и механизм образования облаков, особенности теплового режима атмосферы Венеры.

ГЛАВА VI

ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

§ VI.1. Основные определения

В этой главе мы рассмотрим области в атмосфере Венеры, расположенные выше мезопаузы: термосферу, в которой имеет место положительный температурный градиент, а длина свободного пробега частиц λ меньше высоты однородной атмосферы H , и экзосферу с приблизительно постоянным значением температуры, где $\lambda \geq H$ и может происходить диссипация атомов и молекул в окружающее космическое пространство. Под структурой верхней атмосферы будем понимать пространственное распределение и временные вариации ее основных макроскопических характеристик — температуры, давления, плотности и парциальных концентраций нейтральных и ионизованных компонент.

Следует заметить, что разделение атмосферы на «верхнюю» и «нижнюю» является в известном смысле условным и строгое терминологическое определение отсутствует. При рассмотрении земной атмосферы часто ограничивают понятие нижней атмосферы областью тропосферы, а области, лежащие выше тропопаузы, относят к верхней атмосфере (см., например, [70]). При этом исходят из представлений, что уже в стратосфере и мезосфере определенную роль начинают играть диссоциация и ионизация атмосферных компонент. Более строго надо понимать под нижней атмосферой области высот в газовой оболочке планеты, для которых выполняется условие локального термодинамического равновесия (л.т.р.), и следовательно, справедливо понятие температуры для любого конечного объема. Это означает, что заселенности вращательных и колебательных уровней атмосферных молекул

подчиняются больцмановскому распределению. Отклонение от л.т.р. может сказываться выше уровня, где вероятность спонтанной эмиссии на одну молекулу превышает скорость возбуждения за счет столкновений и обуславливается в основном неравновесностью падающего излучения по отношению к кинетическим параметрам атмосферного газа. На этих высотах особенно эффективны важнейшие фотохимические процессы и в наибольшей степени проявляется «неизолированность» атмосферы как открытой разреженной газовой системы, подверженной воздействию солнечной коротковолновой радиации.

Исходя из оценок соотношений вероятности соударений с окружающими молекулами (или времени колебательной релаксации η) и вероятности спонтанной дезактивации самого нижнего колебательного состояния молекулы CO_2 (соответствующего фундаментальной полосе $\lambda = 15 \text{ мкм}$ с радиативной длительностью жизни колебательного состояния $\eta_r \simeq 0,4 \text{ сек}$), этой переходной области отвечает уровень, где частота соударений, обеспечивающих ударную дезактивацию, не превышает $\sim 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Это примерно соответствует давлению $P \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ мб}$ для атмосфер Земли, Венеры и Марса [351]. Поскольку солнечная энергия, поглощаемая выше переходного уровня, может уноситься только путем теплопроводности или массового переноса вниз, вблизи этого уровня должна располагаться область температурного минимума в атмосфере, определяемая в случае Земли как мезопауза.

Надо иметь в виду, что достижение условия $\eta/\eta_r \simeq 1$ еще не означает начала отклонения от л.т.р. Соответствующие оценки приведены в [235]. Если через Φ и Φ^* обозначить функции источника в условии л.т.р. и при отклонении от него, то связь их дается соотношением

$$\Phi^* = \Phi \left[1 - \frac{3}{4} \frac{\eta}{\eta_r} \sqrt{\frac{\beta_0}{u_{01}}} \right], \quad (\text{VI.1})$$

где $\Phi = \frac{U_p^{15}(T)}{U_p^{15}(T_c)}$, U_p^{15} — функция Планка в центре 15-микронной полосы при температурах верхней границы облаков T_c и атмосферы T ; β_0 — параметр структуры линии

в приближении Куртиса — Годсона

$$\beta_0 = \frac{2\gamma_0 P(0)}{d} \frac{u_i}{u_{0i}}; \quad u_i = \frac{3S_i}{2A_{0i}} \int_h^\infty P \, dh;$$

$$P(h) = P(0) e^{-h/H}; \quad u_{i0} = \frac{3S_i H P(0)}{2A_{0i}};$$

A_{0i} — параметр ширины полосы [289], S_i — интенсивность i -й полосы, γ_0 — средняя ширина вращательной линии на единицу давления, d — средний промежуток между линиями.

Оценки показывают, что величина $\sqrt{\frac{\beta_0}{u_{01}}}$ в (VI.1) порядка $O(10^{-4})$ для Венеры и Марса; отсюда следует, что отклонение от л.т.р. несущественно на высотах, где затухание вследствие столкновений преобладает над доплеровским уширением спектральной линии. Вопросы лучистого теплообмена в этих условиях подробно рассмотрены в работах [258, 311].

Другая важная особенность, отличающая нижнюю атмосферу от верхней, состоит в том, что нижняя атмосфера хорошо перемешана. Это означает, что относительные концентрации компонент, не подверженных фазовым переходам, сохраняются одинаковыми на всех уровнях, а вкладом фотоионизации и фотодиссоциации благодаря высокой эффективности обратных рекомбинационных процессов можно пренебречь. Вертикальное распределение давления определяет в этом случае высотные профили температуры и концентраций. При наличии диффузии, преобладающей над перемешиванием и нарушающей постоянство соотношений между компонентами, такая возможность исключается. Для атмосферы по-прежнему справедлив закон Дальтона, однако каждая компонента распределяется в поле силы тяжести со шкалой высот, отвечающей ее молекулярному (атомному) весу.

С точки зрения особенностей состава удобно поэтому различать в атмосфере планеты две области: гомосферу и гетеросферу. В гомосфере определяющую роль играют процессы интенсивного турбулентного перемешивания, и средний молекулярный вес сохраняется практически неизменным. В гетеро-

с ф е р е происходит диффузионно-гравитационное разделение газов, и средний молекулярный вес уменьшается с высотой. Область, в которой реализуются условия перехода от полного перемешивания к диффузионному разделению газов в поле силы тяжести, располагается вблизи основания термосферы и определяется как турбопауза.

Оценка давления на уровне затмения Венерой Регула $P_R = (2,6 + 0,13) \cdot 10^{-6} \text{ кг/см}^2$ (см. § IV.6) по порядку величины близка к значению давления вблизи турбопаузы земной атмосферы. Если исходить из представлений о том, что на Венере турбопауза расположена приблизительно на том же уровне, что и на Земле (в пределах 10—20 км), то рассматриваемые ниже характеристики верхней атмосферы относятся к гетеросфере планеты.

Отличительные особенности верхней атмосферы как газовой среды на высотах гетеросферы — ее многокомпонентность и непосредственное воздействие радиационных факторов при одновременных разнообразных химических превращениях и в сочетании с процессами тепло- и массообмена. Под воздействием интенсивного солнечного электромагнитного излучения определяющими здесь являются процессы фотохимии — фотоионизация, фотодиссоциация, возбуждение внутренних степеней свободы (в том числе возбуждение электронных уровней) атомов и молекул, сопровождаемые обратными реакциями ассоциации атомов в молекулы, рекомбинации ионов, спонтанного излучения фотонов и ударной дезактивации. Свойства газа формируются в гравитационном и электромагнитном полях; при этом важную роль играют процессы диффузии и теплопередачи (в основном теплопроводностью и в меньшей степени излучением), при различной эффективности коэффициентов переноса на разных уровнях. Возникающие температурные, концентрационные и барические градиенты приводят к развитию макродвижений, характер которых вблизи основания термосферы сохраняется турбулентным.

Определенное воздействие на структуру и динамику термосферы может оказывать также солнечное корпускулярное излучение, степень влияния которого существенно зависит от наличия у планеты собственного регулярного магнитного поля. В формировании теплового режима

верхней атмосферы определенную роль могут играть и такие дополнительные источники энергии, как приливные колебания и диссипация энергии магнитогидродинамических и внутренних гравитационных (инфразвуковых) волн, затухание которых, если проводить аналогию с Землей, происходит в нижней термосфере.

Теоретический анализ структуры и динамики верхней атмосферы представляет чрезвычайно сложную задачу. Уравнения, пригодные для описания физико-химических процессов в гетеросфере, должны учитывать взаимосвязь и взаимообусловленность перечисленного комплекса многочисленных процессов и явлений. Естественно ожидать, что наиболее полное и строгое исследование можно провести в рамках известных методов кинетической теории газов, исходя из уравнения Больцмана с правой частью, содержащей интегралы столкновений и интегралы реакций [17, 42, 168]. Такой подход использован, в частности, в работах Ивановского и др. [59—61], где для решения системы кинетических уравнений с выбранным конкретизированным комплексом реакций применен метод 13-моментного приближения Грэда [49]. Однако ряд упрощений, вводимых при решении конкретных задач, существенно уменьшает преимущества, заложенные в структуре этих уравнений. Вместе с тем, с точки зрения макроскопических свойств верхнюю атмосферу можно рассматривать как континуальную среду (по крайней мере до высот, где $\lambda \leq H$), и для ее адекватного описания воспользоваться обобщенными уравнениями многокомпонентной радиационной гидродинамики, к которым при ряде дополнительных допущений сводится кинетическое уравнение. Обобщенные гидродинамические уравнения для верхней атмосферы могут быть сформулированы также феноменологическим путем, с использованием методов термодинамики необратимых процессов. Однако для получения коэффициентов переноса и в этом случае требуется вводить в рассмотрение результаты кинетической теории с учетом теории потенциалов.

Анализу математической структуры уравнений многокомпонентной радиационной гидродинамики, коэффициентов переноса и ряда допущений, вводимых с целью упрощения исходной системы, а также начальных и граничных условий, посвящены работы Марова и Колесниченко

[96, 98, 101]. Развитый в них обобщенный метод анализа, пригодный для описания структуры нейтральной атмосферы и ионосферы планеты, совмещает в себе получившие за последние годы развитие ограниченные модельные подходы в рамках задания исходного распределения основных компонент или температуры по высоте.

Особенностью обобщенного метода, который проиллюстрирован в [97, 411] на примерах постановки задач для термосфер Земли и Венеры, является попытка учесть непосредственно в структуре энергетического уравнения теплоту реакций для конкретизированного комплекса фотохимических превращений. В этом методе заложены возможности лучшего понимания физической природы термосферы планеты. К сожалению, метод сопряжен со значительными вычислительными трудностями, что пока ограничивает его практическое применение.

§ VI.2. Нейтральная верхняя атмосфера и ионосфера Венеры

Наземные наблюдения. До полетов космических аппаратов информация о верхней атмосфере Венеры была крайне ограниченной. Ряд оценок основывался на известной аналогии с земной атмосферой. Расчеты экзосферной температуры в зависимости от содержания CO_2 (1% или 100%) приводили к значениям соответственно от 3000 до 700 °K [493]. Наземные наблюдения позволили обнаружить свечение ночной стороны Венеры. Были проведены спектральные и фотометрические измерения этого свечения с целью объяснить красновато-коричневый «пепельный свет» планеты, известный еще по визуальным наблюдениям [120, 172]. Нельзя исключить возможность того, что это свечение связано с особенностями наблюдений около нижнего соединения, в частности, с эффектом удлинения рогов [288]. Если же оно действительно принадлежит ночной стороне, его природа может быть обусловлена очень слабыми эмиссиями ночного неба или более сильными эмиссиями, возбуждаемыми во время полярных сияний.

Следует подчеркнуть, что отождествление отдельных линий и полос представляет собой весьма сложную задачу даже при наблюдениях излучений земной атмосферы. Успехи, достигнутые в этом направлении исследований за

последние 10—15 лет, объясняются прежде всего серьезным прогрессом в технике наблюдений, в частности применением интерферометра для отождествления эмиссионных линий. Задача упрощается при отождествлении полос благодаря возможности получения соотношения интенсивностей и выделения отдельных линий в системе полос, однако и здесь на надежность отождествления влияют такие факторы, как поглощение в атмосфере, фон звезд и зодиакального света с накладываются ффраунгоферовыми линиями и др. [13]. Естественно, эти трудности усугубляются при наблюдениях спектров излучений других планет. Вместе с тем сами наблюдения такого рода весьма информативны для понимания физики верхней атмосферы планеты и механизмов происходящих в ней явлений.

Спектральные наблюдения Козырева [68] на 122-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории выявили ряд эмиссионных полос и дали верхнюю оценку интенсивности свечения ночного лимба Венеры в синей области спектра. По отношению к интенсивности свечения дневной стороны планеты, при ширине полосы до 12,5 Å, она оказалась равной $2 \cdot 10^{-4}$. Это соответствует предельной яркости около 20 kR ; при этом интенсивность эмиссионных полос составила по оценкам Козырева около 20% от ффраунгоферова континуума. В хорошем согласии с полученным пороговым значением яркости ночной стороны находятся данные Ньюкирка [437] и Вейнберга и Ньюкирка [542], проводивших измерения с коронографом на высокогорной обсерватории университета Колорадо при разрешении до 16 Å. В первом из этих измерений были обнаружены отмеченные Козыревым эмиссионные полосы на $\lambda = 4415$ и 4435 Å и новая полоса на $\lambda = 4505$ Å, не подтвержденные, однако, в последующих наблюдениях.

Фотометрические измерения ночного диска Венеры с использованием интерференционных фильтров позднее были выполнены на 5-метровом телескопе обсерватории Маунт Паломар Гуди и Мак-Кордом [323]. Результаты этих измерений представлены в табл. 23. Они охватывают весь видимый спектр от 0,4 до 0,8 μm примерно равными интервалами, соответствующими ширине фильтра $\Delta\lambda = 200$ Å. В качестве опорных приведены величины интенсивности свечения дневной стороны в указанных спектральных интервалах. В крайнем правом столбце помеще-

Таблица 23

Измерения интенсивности свечения ночной стороны Венеры
(по [323])

Характеристики фильтра		Интенсивность излучения освещенной стороны, $B_m \cdot 10^7$ (kR)	Шумовой порог, $\Delta B/B_m \cdot 10^{-5}$	Верхний предел интенсивности свечения ночной стороны в зените, (kR)
λ , Å	$\Delta\lambda$, Å			
4015	130	1,3	3	110
4210	200	2,7	1	70
4405	190	3,1	1	90
4585	190	3,6	0,7	70
4805	190	3,9	1	110
5040	240	5,2	6	900
5200	200	4,4	2	200
5405	150	3,4	0,8	80
5605	170	4,0	0,5	110
5790	280	6,4	1	180
6035	210	4,8	1	130
6180	200	4,4	0,6	70
6390	200	4,2	0,5	60
6640	220	4,3	0,7	80
6815	210	4,1	0,7	80
6980	240	4,5	0,6	70
7205	230	4,3	0,8	100
7415	190	3,4	1	100
7620	160	2,8	2	160
7790	200	3,4	1	90
7990	220	3,6	1	100

ны верхние пределы свечения ночной атмосферы Венеры в зените, соответствующие шумовому порогу регистрации (с учетом поправки на величину воздушной массы в центре апертуры $m \simeq 3,6$). Как видим, верхние пределы интенсивностей излучения в основном лежат в диапазоне значений от 60 до 200 kR . Если полученную предельную величину эмиссии отнести ко всему континууму 0,4—0,8 $m\mu$, среднее значение яркости составит 0,5 $kR/\text{Å}$ (что более чем на четыре порядка величины меньше типичной яркости дневного неба на Земле, $\sim 10^4$ $kR/\text{Å}$).

Результаты измерений отвергают возможность существования на Венере, по крайней мере в период наблюдений, очень ярких полярных сияний (класса IV), так как интенсивности свечения в линиях O I (5577 Å) и N_2^+ (3914 Å) достигали бы в этом случае свыше 1000 kR .

К сожалению, шумовой порог существенно превышает типичные значения характерных интенсивностей свечения ночного неба на Земле ($\sim 0,2 \text{ kR}$ для $O \text{ I } 5577 \text{ \AA}$, около 2 kR для красных полос гидроксила и др.) и несколько выше даже наиболее ярких линий в спектре свечения дневного неба (например, $O \text{ I } 6300 \text{ \AA}$ и $Na \text{ } 5893 \text{ \AA}$, имеющих максимальную яркость около 50 kR). Это препятствует возможности составить на основе этих данных сколько-нибудь определенные представления о химии верхней атмосферы и особенностях аэрономических процессов.

Для отождествления свечения в области резонансного триплета кислорода $O \text{ I}$ большего внимания заслуживают результаты спектрофотометрических ракетных измерений Муса и др. [430]. В полученном спектре Венеры между 1200 и $1800 \text{ \AA}$ эти авторы обнаружили яркую эмиссию вблизи $1300 \text{ \AA}$, интенсивность которой оценивается величиной около 3 kR . Этот результат подтвержден последующим аналогичным экспериментом Муса и Роттмэна [431]. В спектре, охватывающем область $1200\text{--}1900 \text{ \AA}$, найдены еще более яркие кислородные эмиссии над освещенной частью диска, отождествляемые с триплетом $O \text{ I } \lambda\lambda 1302\text{--}1304 \text{ \AA}$ (около $5,7 \text{ kR}$) и запрещенной линией дублета $^5S\text{--}^3P \lambda 1356 \text{ \AA}$ (около 3 kR). Измерена также интенсивность резонансной водородной эмиссии в линии лайман-альфа (L_α), которая оказалась равной 24 kR . Эти результаты дают возможность оценить содержание в верхней атмосфере O и H .

Вероятными источниками кислородных эмиссий является резонансное рассеяние солнечных фотонов на атомах O наряду с их ударным возбуждением электронами в случае $\lambda 1302\text{--}1304 \text{ \AA}$ и диссоциативное возбуждение CO_2 вместе с ударным возбуждением O электронами для $\lambda 1356 \text{ \AA}$ [521]. Из других специфических особенностей природы излучений Венеры большой интерес представляет отождествление найденных Козыревым слабых эмиссий с полосами, возбуждаемыми при протонной бомбардировке молекул CO_2 [431].

До недавнего времени не было сколько-нибудь убедительных сведений по структуре ионосферы Венеры. Исходя из близости планеты к Солнцу, ионосфера предполагалась существенно более плотной по сравнению с ионосферой Земли, с $N_e \simeq 10^7 \text{ см}^{-3}$. Обнаружение высокой

радиояркой температуры Венеры вызвало к жизни гипотетическую ионосферную модель [366] с максимальной концентрацией электронов до 10^9 см^{-3} , т. е. примерно на три порядка величины больше электронной плотности в слое F_2 земной ионосферы. Правда, возможность существования таких концентраций электронов в атмосфере Венеры представлялась сомнительной, поскольку в этом случае требовалось допустить наличие очень мощного источника ионизации при одновременно малом коэффициенте рекомбинации. Кроме того, при разумных предположениях о вертикальной структуре профиля N_e ионосферная модель не согласовывалась с результатами прохождения радиолокационных импульсов, поскольку не наблюдалось зависимости радиолокационного коэффициента отражения от длины волны [538]. Тем не менее гипотеза о существовании такой ионосферы на Венере широко обсуждалась в литературе, а для преодоления указанных трудностей были предложены различные разновидности модели, в том числе «дырчатая» ионосфера, состоящая из отдельных ионизованных облаков и «полупрозрачная» ионосфера с переменной оптической толщиной для различных диапазонов радиоволн (см. [556]). Электронные плотности в этих вариантах ионосферной модели различались приблизительно от 10^{10} до 10^7 см^{-3} .

Измерения с космических аппаратов. Значительный вклад в имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные об атмосфере Венеры на больших высотах и о характере взаимодействия ее с окружающим пространством внесли результаты измерений с борта космических аппаратов «Венера-4» и «Маринер-5». Они были получены в период, когда уровень солнечной активности, характеризующийся измеряемой на Земле величиной потока солнечного дециметрового радиоизлучения, составлял $\bar{F}_{10,7} \simeq 130 \cdot 10^{-22} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \text{ гц}^{-1}$, что соответствует приблизительно среднему значению этого индекса в 11-летнем солнечном цикле.

К сожалению, методами измерений, использовавшимися при полетах автоматических станций «Венера-4» и «Маринер-5», было невозможно определить высотные профили параметров нейтральной атмосферы Венеры выше уровня затмения Регула. Вместе с тем измерения ультра-

фиолетового свечения атмосферы, обусловленного резонансным рассеянием солнечного излучения в спектральных интервалах, включающих эмиссионную линию водорода L_{α} 1216 Å и триплет кислородной эмиссии O I λ 1302, 1304 и 1305 Å, дали определенные сведения о содержании

водорода и атомарного кислорода в верхней атмосфере планеты.

Оказалось, что протяженность водородной короны в дневной полусфере больше, чем в ночной, что могло бы быть следствием более низкой температуры атмосферы на ночной стороне Венеры. Концентрация атомарного водорода в ночной атмосфере на расстоянии около 10 000 км оценивается по данным Курта и др. [89, 395] и Барта и др. [198—200] величинами соответственно 50 и 200 см^{-3} , что существенно меньше содержания H на тех же высотах в земной атмосфере ($10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$, в зависимости от фазы

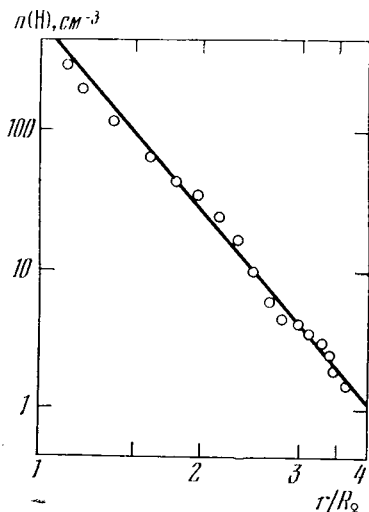
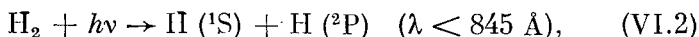


Рис. 114. Зависимость концентрации нейтрального водорода от высоты по измерениям «Венеры-4» [395].

солнечного цикла). Интересно отметить, что поддержание такой концентрации водорода в атмосфере Венеры могло бы обеспечиваться за счет процессов диссоциации H_2O и HCl при их содержании на уровне видимых облаков, соответствующем результатам спектроскопических измерений (см. табл. 11). Характер изменения содержания нейтрального водорода с высотой в экзосфере Венеры с ночной стороны согласно [395] показан на рис. 114.

На дневной стороне согласно данным «Маринера-5» (рис. 115) интенсивность свечения в L_{α} по мере приближения к планете в диапазоне высот от 3000 до 450 км быстро нарастала, что соответствует уменьшению высоты однородной атмосферы примерно вдвое. Попытки найти объяснение этому факту сталкиваются с определенными

трудностями, так как требуют допущения о соответствующем уменьшении экзосферной температуры либо об увеличении μ . Механизм эмиссии при рекомбинации водородных атомов, сопровождающих реакцию их фотодиссоциационного возбуждения,



приводит к слишком высокой скорости рекомбинации или к нереально большой концентрации молекулярного водорода в экзосфере Венеры (около 10^{10} см^{-3} на $h \simeq 450 \text{ км}$)

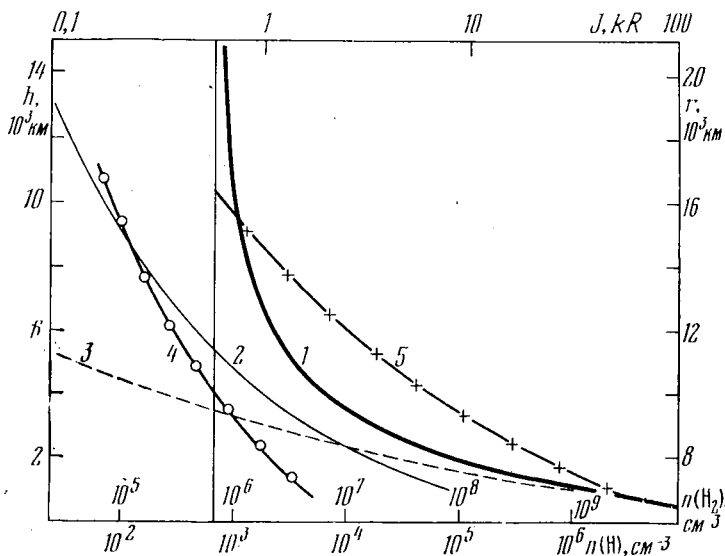
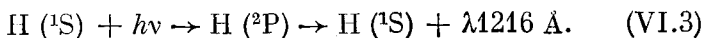


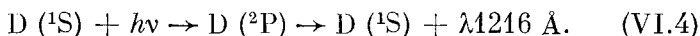
Рис. 115. Интенсивность эмиссии L_α в зависимости от высоты по измерениям «Маринера-5» (согласно [198]). 1 — общая интенсивность, 2 — расчетный профиль эмиссии от вклада атомарного водорода, 3 — то же от молекулярного водорода при $T_\infty = 650^\circ \text{K}$, 4 — плотность H из расчета резонансного излучения солнечного L_α ; 5 — плотность H_2 из расчета компоненты эмиссии при фотодиссоциации H_2 . Вертикальная прямая — уровень галактического фона.

Барт [199] предложил двухтемпературную модель атмосферы на дневной стороне, которую, однако, затруднительно истолковать с точки зрения теплового режима экзосферы. Не спасает положения и модель резонансного рассеяния солнечной радиации атомами водорода:



В этом случае довольно искусственно предполагается [201], что один из атомов, являющийся продуктом диссоциации в реакции (VI.2) с избыточной (надтепловой) энергией, ответствен за наиболее интенсивную компоненту рассеянного излучения, а другой (тепловой) за менее интенсивную компоненту, отражающую фактическое значение экзосферной температуры.

Более оригинальна гипотеза, объясняющая наблюдаемые особенности эмиссии в L_α за счет преобладающего содержания дейтерия в основании водородной короны в соответствии с механизмом резонансного рассеяния:



Эта гипотеза детально обсуждалась в работах Барта и др. [199, 200], Донаю [280, 281], Мак-Элроя и Хантена [424]. В этом случае необходимо допустить, что на высоте около 500 км содержится порядка $6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ атомов дейтерия, при одновременном содержании атомов водорода около $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. В то же время вблизи 3000 км $n_D/n_H \simeq 1$. Такое на первый взгляд чрезмерное обогащение атмосферы Венеры дейтерием на высоте $h \simeq 500 \text{ км}$ ($n_D/n_H \simeq 10$) можно было бы, в принципе объяснить за счет фракционирования H и D при термической диссипации водорода выше уровня турбопаузы. Очевидно, отношение потоков диссипации водорода и дейтерия должно при этом соответствовать скорости образования H и D за счет фотолиза. В основании гетеросферы Земли $n_D/n_H \sim 10^{-4}$. По оценкам Донаю [280], чтобы получить на критическом уровне при $T_\infty \simeq 700^\circ \text{K}$ отношение $n_D/n_H \sim 10$, достаточно иметь в области перемешивания $n_D/n_H \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Вместе с тем, если учесть диффузию, что было сделано Мак-Элроем и Хантеном [424], эту оценку необходимо увеличить более чем на три порядка величины. Это заставляет предполагать, что в нижней атмосфере Венеры дейтерия значительно больше по сравнению с атмосферой Земли: $n_D/n_H \simeq 0,1$.

С результатами измерений Барта естественно сопоставить данные ракетных измерений Муса и др. [430, 431]. При этом оказывается, что как в период проведения эксперимента на «Маринере-5», так и позднее интенсивность свечения атмосферы в L_α по ракетным данным оставалась практически неизменной, около $24 kR$. Эта величина может

быть согласована с результатами «Маринера-5» лишь при условии, что вклад в измеряемое свечение вносит одна водородная составляющая. Привлечение гипотезы о наличии дейтерия увеличило бы интенсивность эмиссии почти вчетверо (до $90 kR$, [281]). Это обстоятельство существенно уменьшает вероятность обогащенности атмосферы Венеры дейтерием, но вместе с тем оставляет открытым вопрос о причинах показанного на рис. 115 характера изменения сигнала в L_α , породившего рассмотренные выше предположения для его объяснения *).

Исходя из возможного преобладания двух компонент (H или H_2), обуславливающих свечение атмосферы в L_α , и используя для описания характера распределения частиц в экзосфере планеты теорию Чемберлена [237], Барт [199] получил оценки средней экзосферной температуры Венеры $\bar{T}_\infty$. Как видно из рис. 115, на больших расстояниях можно принять, что доминирует атомарный водород. В этом случае температура оказывается $T_\infty = 670^\circ K$. Ближе к планете, где шкала высот уменьшается приблизительно вдвое, практически та же температура $\bar{T}_\infty = 650 \pm 50^\circ K$ получается, если допустить преобладание молекулярной компоненты. Оценки температуры для ближайших к планете областей сталкиваются при этом с теми же трудностями, о которых упоминалось выше при отождествлении вероятного механизма излучения. В свою очередь с не меньшими трудностями встречается низкотемпературная модель: $\bar{T}_\infty \simeq 375^\circ K$, если исходить из представлений о доминирующей роли атомарного водорода (см. [425, 540]). Температура порядка $650^\circ K$ подкрепляется другими независимыми оценками, в частности, теоретическими расчетами ионосферных моделей, отвечающих измеренным профилям $N_e(h)$.

По измерениям Курта и др. [89, 395] предельное содержание атомарного кислорода в ночной атмосфере Венеры, приведенное к уровню $h \simeq 300$ км, $n < 2 \cdot 10^3$ см⁻³. Примерно аналогичный результат (с отклонением в оценках концентрации $n(O)$ в пределах одного порядка величины, что принципиально не изменяет последующих выводов)

*) Результаты измерений Брэдфута и др. [570] на «Маринере-10» не обнаружили подобного высотного хода эмиссии в L_α ; тем самым дейтериевая гипотеза, согласно механизму (VI.4), не находит экспериментального подтверждения,

получен Бартом и др. [498] на ночной и дневной сторонах планеты. По сравнению с содержанием О на той же высоте в земной термосфере ($n \simeq 10^8 \text{ см}^{-3}$) эти значения в среднем меньше в 10^5 раз, т. е. атомарный кислород должен быть крайне малой примесью.

С этими оценками не согласуются, как мы видели, данные ракетных измерений Муса и др. [430, 431]. Верхний предел $n(\text{O})$, отвечающий измеренной интенсивности эмиссии $\text{O I } \lambda 1304 \text{ \AA}$, оказывается, согласно Стюарту [519] и Томасу [523], близким к содержанию атомарного кислорода в атмосфере Марса, т. е. порядка нескольких процентов. Серьезное подтверждение этому получено в самое последнее время Стрикландом [521], пришедшим к выводу, что зарегистрированный на «Венере-4» верхний предел содержания атомов О на луче зрения ($\sim 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) дает заниженную оценку для термосферы Венеры в области 300 — 350 км. Причиной является неучтенное интенсивное ослабление фотонов на $\lambda 1304 \text{ \AA}$ при больших зенитных углах Солнца θ (эксперименту на «Венере-4» отвечал угол $\theta \simeq 107^\circ$ на линии визирования при высоте тени $300 \pm 100 \text{ км}$). Согласно модельным оценкам Стрикланда, практически полное ослабление на $\lambda = 1304 \text{ \AA}$ происходит выше 500 км на луче зрения, а ниже 400 км оно целиком обеспечивается за счет поглощения в CO_2 . Поэтому независимо от распределения атомарного кислорода интенсивность свечения атмосферы при $\theta \simeq 107^\circ$ будет ниже порога обнаружения. Теоретические кривые объемной скорости возникновения фотонов $\lambda 1304 \text{ \AA}$, обусловленных солнечной радиацией при разных θ , показаны на рис. 116. Они дают основание предполагать, что оценки $n(\text{O})$ в [89, 395] следует повысить на 3—4 порядка величины, что позволяет согласовать их с данными Муса и др. [430, 431] *).

Тем не менее и в этом случае химический состав термосферы Венеры оказывается существенно отличным от термосферы Земли, где атомарный кислород является основ-

*) Результаты измерений Брэдфута и др. [570] показали, что эмиссия на $\lambda = 1304 \text{ \AA}$ приблизительно втрое выше интенсивности, измеренной Мусом и Ротмэном. Зарегистрированы также эмиссии $\text{He } \lambda 584 \text{ \AA}$ ($\sim 600\text{R}$), чему может соответствовать $m(\text{He}) \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ на $h \approx 200 \text{ км}$) и $\text{C } \lambda 1657 \text{ \AA}$ с интенсивностью ~ 10 раз большей оценки [427].

ной компонентой вблизи 200—300 км. При этом остаются сложные вопросы, связанные с необходимостью найти объяснение особенностям фотохимии на Венере (см. § VI.3).

Полеты космических аппаратов позволили особенно существенно продвинуться вперед в понимании структуры ионосферы Венеры. Наиболее полными являются данные о высотном распределении и концентрации заряженных частиц на дневной и ночной сторонах планеты по результатам радиозатменных экспериментов на «Маринере-5» [304, 408] и «Маринере-10» [577].

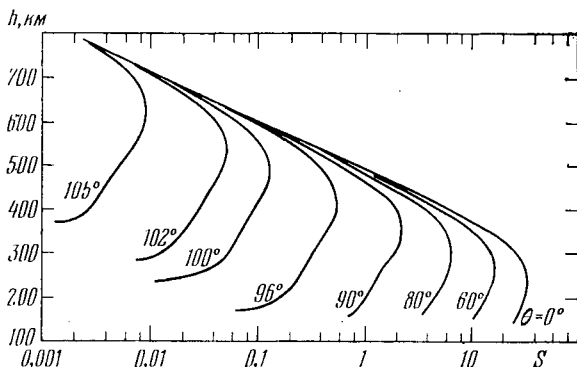


Рис. 116. Теоретические кривые объемной скорости возникновения фотонов λ 1304 Å при $T = 700^\circ\text{K}$ и разных θ , $S(h)$ фот·см⁻³сек⁻¹ [521].

Полученное в двухчастотном эксперименте на «Маринере-5» очевидное различие в содержании электронов в дневной и ночной полусферах (рис. 117) свидетельствует о том, что распределение ионизации на Венере не является сферически-симметричным [408]. Ночная ионосфера простирается до высоты не менее 3500 км, а на дневной стороне она резко обрывается вблизи $h \simeq 500$ км. Основные слои венерианской ионосферы тоньше земных. Максимальная электронная плотность на дневной стороне приблизительно на два порядка величины больше, чем на ночной. Наибольшего значения электронная плотность достигает на дневной стороне на высоте $h = 142$ км, при $N_{\text{max}} = 5,5 \cdot 10^5$ электрон/см³. Близкое значение получено на «Маринере-10»: $N_{\text{max}} = 3 \cdot 10^5$ электрон/см³ на $h = 145$ км. Одновременно получены данные о распределении дневной

ионизации в интервале высот 200—250 км, которые ранее не удалось получить в эксперименте на «Маринере-5».

Согласно развитым в настоящее время представлениям, основанным на результатах измерений характера флуктуаций магнитного поля и плазмы в околопланетном пространстве (см. [52, 226]), резкий спад (примерно на три порядка величины) концентрации с дневной стороны на уровне ~ 500 км *) является следствием взаимодействия ионосферы планеты с натекающей плазмой солнечного ветра

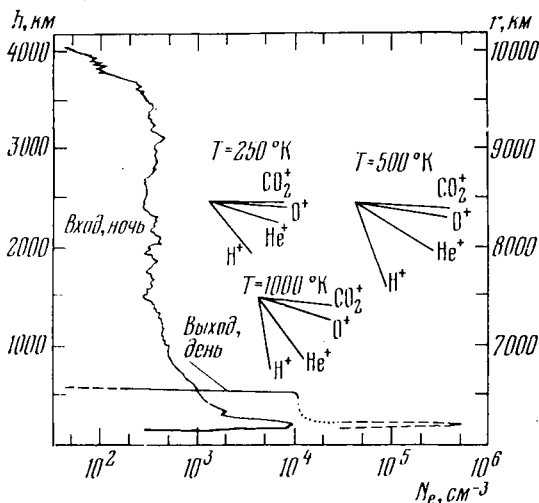


Рис. 117. Профили электронной концентрации на ночной и дневной сторонах Венеры по измерениям «Маринера-5» [408] (частоты f_2 и f_3). Отрезки прямых — шкалы высот для различных ионных компонент и плазменной температуры T_p . Пунктир на дневном профиле $N_e(h)$ — предварительная интерпретация данных; более подробно характеристики $N_e(h)$ вблизи максимума показаны на рис. 118.

(см. § VI.3). Профили ночной ионосферы также можно объяснить с учетом механизма обтекания Венеры солнечной плазмой и образования «плазменного хвоста» на ночной стороне планеты. Сопоставление измеренного профиля $N_e(h)$ на ночной стороне с наклонными отрезками прямых, соответствующих шкалам высот H_p для различных ионов

*) По данным измерений «Маринера-10» ионопауза располагается на высоте около 530 км [577].

при температуре плазмы T_p (рис. 117), позволяет получить оценки наиболее вероятного высотного распределения ионной концентрации.

Область ночной ионосферы вблизи максимума ионизации изучалась путем аппроксимации измеренного «Маринером-5» характера ослабления на частоте f_2 ($\lambda = 0,7$ м) простым слоем Чепмена, с варьированием четырех свободных параметров: высоты, максимальной электронной концентрации и высоты однородной атмосферы для ионов в основании и на вершине слоя [304]. Четыре дополнительных минимума, наблюдавшиеся в амплитуде сигнала, были объяснены существованием относительно тонких ионизационных слоев с электронной плотностью $N_e \simeq 10^4$ см⁻³. Эти слои должны располагаться довольно низко в атмосфере: самый низкий — при давлении $P \simeq 1$ мб на $h = 88$ км (считая от $R_\phi = 6052$ км), а самый высокий — вблизи $h \simeq 120$ км.

Результаты измерений на «Маринере-10» выявили существование двух близко расположенных пиков электронной плотности в ночной ионосфере на высотах 120 и 140 км. Значение $N_{\text{смах}}$ в верхнем пике составляет около 10^4 электрон/см³, в нижнем — несколько меньше. Что касается области между 90 и 120 км, то следует заметить, что флуктуации в амплитуде сигнала, отмечавшиеся в измерениях «Маринера-5», могли обуславливаться горизонтальными неоднородностями ионосферы Венеры, подобными тем, которые, как известно, существуют в слое E земной ионосферы.

Оценки значений концентраций заряженных частиц в ионосфере на ночной стороне были также получены из измерений при помощи плоских и полусферических ловушек, которые устанавливались на «Венере-4» [47, 48]. Полусферические ловушки не зарегистрировали концентраций выше порога обнаружения, соответствовавшего величине $\sim 5 \cdot 10^4$ см⁻³; верхний предел плотности ионов по данным плоских ловушек на $h > 300$ км составил $\sim 10^3$ см⁻³.

Высотные профили электронной концентрации в дневной и ночной ионосфере Венеры по данным «Маринера-5» в сопоставлении со средним профилем N_e в ионосфере Земли показаны на рис. 118. Как видим, для Венеры характерна существенно меньшая общая протяженность

ионосферы и меньшие значения плотности электронов. Ее отличительной особенностью является также значительно более низкое расположение максимумов ионизации (приблизительно на 100 км), которые сохраняются примерно на одних и тех же высотах на дневной и ночной сторонах

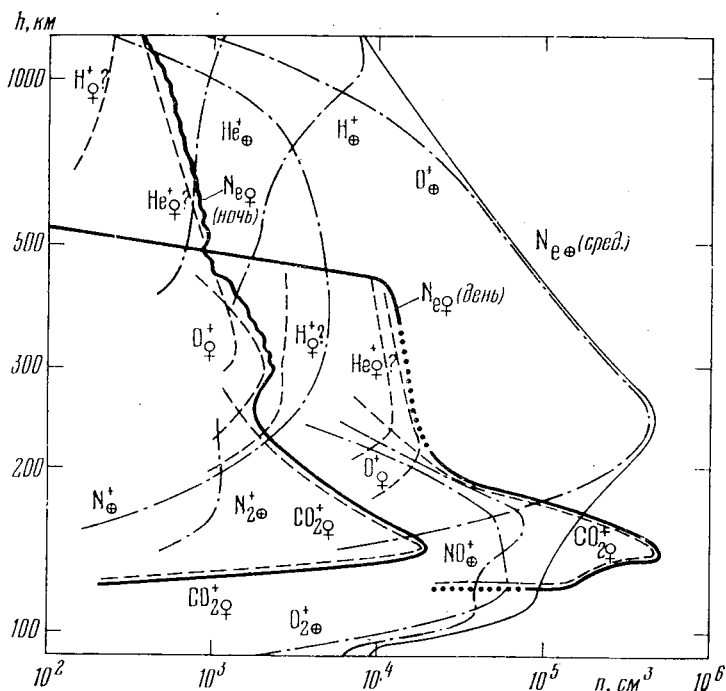


Рис. 118. Профили электронной концентрации в атмосферах Венеры и Земли: толстые сплошные линии — Венера, измерения «Маринера-5» [408], тонкие сплошные — Земля, модель ионосферы для среднего уровня солнечной активности, штрих-пунктир — ионные концентрации для модели земной ионосферы [62a], пунктир — предполагаемые распределения ионов в ионосфере Венеры.

планеты. Показано также высотное распределение ионных компонент в земной ионосфере согласно модели, приведенной в работе Истомина и др. [62a], и (сугубо ориентировочно) предполагаемые профили ионных компонент в ионосфере Венеры, отвечающие измеренному ходу $N_e(h)$.

§ VI.3. Теоретические модели

Модели температуры и модели состава. Как уже указывалось, исследование физической структуры верхней атмосферы планеты на эквивалентных моделях в общем случае сопряжено с большими трудностями. Поэтому за последнее время получили развитие упрощенные подходы, которые условно можно разделить на модели температуры и модели состава.

Построение теоретической модели температурного профиля требует задания модели высотного распределения атмосферных компонент $n_i(h)$, поскольку в зависимости от эффективности разнообразных аэрономических реакций, определяемых этими распределениями, изменяется баланс тепловой энергии в атмосфере на различных уровнях. Вертикальный профиль $T(h)$ можно получить путем численного интегрирования стационарного уравнения энергии

$$\frac{\partial}{\partial h} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial h} \right) = R - A \quad (\text{VI.5})$$

при различных допущениях о мощности источников (A) и стоков (R) тепла. Разогрев определяется главным образом поглощением крайней ультрафиолетовой солнечной радиации, а охлаждение — переизлучением в инфракрасной области спектра и теплопроводностью.

При более строгой постановке модельной задачи зависящее от времени уравнение энергии имеет вид

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial h} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial h} \right) - \rho C_p \frac{\partial T}{\partial h} T \int_{h_0}^h \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial t} dh' + A - R. \quad (\text{VI.6})$$

Вторым членом в правой части здесь приближенно учитывается конвективный перенос тепла и адиабатический эффект при вертикальных движениях вследствие теплового расширения и сжатия термосферы [96]. Выражение для притока тепла в термосферу можно записать следующим образом:

$$A = \sum_{i=1}^q n_i \sum_{\nu_{\text{гр}}} \int_0^\infty S_{\nu\infty} \sigma_i(\nu) \varepsilon_i \exp \left\{ - \sum_{j=1}^q \int_h^\infty \sigma_j(\nu) n_j \sec \theta dh' \right\} d\nu. \quad (\text{VI.7})$$

Здесь: $S_{\nu\infty}$ — монохроматический поток радиации на верхней границе атмосферы в спектральном интервале от ν до $\nu + d\nu$, $\sigma_i(\nu)$ — эффективные сечения фотоионизации (фотодиссоциации) i -й компоненты в спектральном интервале от ν до $\nu + d\nu$, θ — зенитное расстояние Солнца, ϵ_i — эффективность перехода в тепло энергии солнечного излучения, поглощенного i -й компонентой. Символ $\sum \int_{\nu_{\text{гр}}}^{\infty}$

обозначает суммирование по спектральным линиям и интегрирование по непрерывному спектру в ионизационном (диссоциационном) континууме $\nu \leq \nu_{\text{гр}}$.

Приток тепла в термосферу планеты обусловлен главным образом избытком энергии при поглощении коротковолновой солнечной радиации, вызывающей процессы ионизации и диссоциации атмосферных компонент. Для обратных рекомбинационных процессов весьма эффективны с точки зрения трансформации энергии солнечного ультрафиолета в тепло реакции диссоциативной рекомбинации. Как показывает анализ аэрономических процессов в земной термосфере, относительно малые составляющие (включая промежуточные соединения) могут вносить энергетически заметный вклад в баланс тепла, однако, учитывая ограниченность данных о составе планетной атмосферы на больших высотах приходится исходить из рассмотрения только основных наиболее вероятных химических превращений.

Для моделей температуры характерно, что процесс диффузии не рассматривается. Допускается, что атмосфера находится в гравитационно-диффузионном равновесии, и в качестве граничных условий задаются содержания основных i -х компонент ($i = 1, \dots, j, \dots, q$) на уровне турбопаузы. Сохранение неизменными концентраций $n_i(h)$ на нижней границе при изменении в довольно широких пределах притока солнечной энергии является существенным ограничением модели. Еще более серьезным ограничением является то, что в ней не конкретизированы аэрономические реакции, ответственные за тепловой баланс термосферы. Это заставляет вводить феноменологические коэффициенты ϵ_i в выражение (VI.7), оценки которых сопряжены с известными трудностями и требуют привлечения дополнительной информации.

В приближении, описываемом уравнениями (VI.5) — (VI.7), были предприняты многочисленные попытки моделирования термосферы Земли (см. [70, 364, 365, 438]). На этом пути существенный прогресс был достигнут Гаррисом и Пристером [339, 340], которые исходили из уравнения (VI.6). Средняя величина коэффициента ε_i в (VI.7) для ионизационного континуума атомарного кислорода как определяющей атмосферной компоненты была выбрана из соображений согласования абсолютных значений и амплитуды суточных колебаний температуры и плотности с соответствующими значениями этих параметров, определяемыми по торможению искусственных спутников Земли. Она составила $\varepsilon_i \simeq 0,1$. Предполагалось, что отток тепла осуществляется за счет предложенного Бейтсом [207] механизма инфракрасного излучения атомарного кислорода в магнитно-дипольных переходах $O(^3P_1) \rightarrow O(^3P_2) + h\nu$ ($\lambda = 63$ мкм). Этот механизм наиболее эффективен вблизи 100 км, куда атомы O диффундируют с больших высот, на которых скорость диссоциации молекулярного кислорода максимальна и мало число соударений.

Член R выражается тогда в виде

$$R = 2n_0 f(T), \quad (\text{VI.8})$$

где

$$f(T) = E_1 \sigma_{12} \frac{w_1 \exp(-E_1/kT)}{w_2 + w_1 \exp(-E_1/kT) + w_0 \exp(-E_0/kT)},$$

E_0 , E_1 — разности энергетических уровней основного (триплетного) состояния атома O, w_0 , w_1 , w_2 — статистические веса состояний $^3P_0$, $^3P_1$ и $^3P_2$; σ_{12} — коэффициент Эйнштейна для перехода $^3P_1 \rightarrow ^3P_2$, k — постоянная Больцмана.

Оценки, получаемые из (VI.8), свидетельствуют о том, что интенсивность эмиссии составляет довольно большую величину — около $1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ и существенно влияет на охлаждение нижней термосферы.

Интересно заметить, что в рамках описываемого подхода отчетливо проявляется ограниченность одномерной постановки модельной задачи, связанная с неучетом переноса тепла за счет адвекции в макроциркуляционных процессах на высотах термосферы: максимум разогрева тер-

мосферы оказывается локализованным на $17-18^h$ местного времени, в отличие от экспериментальных данных, согласно которым фазовый сдвиг максимальных значений температуры и плотности от полуденного меридиана существенно меньше. Более поздние варианты расчетов моделей температуры земной термосферы обеспечивают лучшее согласование с экспериментальными данными при учете атмосферных движений и использовании уточненных оценок поглощаемой коротковолновой радиации (см., например, [218, 307, 341, 342, 556a]). При этом учитывается также влияние граничных условий на пространственно-временные характеристики атмосферных параметров и структуру поля ветров.

Несколько иной подход нашел свое отражение в моделях состава. Хорошо известно, что хотя основной состав атмосферных атомов и молекул достаточно ограничен, разнообразие соединений, образующихся в результате обширного комплекса фотохимических и химических превращений во внешних областях газовой оболочки планеты, может быть весьма велико. Такова, в частности, ситуация в верхней атмосфере Земли, для которой теоретически изучены и практически подтверждены многочисленные реакции, подробно проанализированные в работах [78, 121, 206, 208, 259].

Некоторые из образующихся соединений стабильны, другие имеют ограниченное время жизни. Наличие их в определенной области атмосферы, связанное с процессами трансформации поглощаемой солнечной энергии и высотным распределением атомов и молекул в возбужденном и ионизованном состояниях, существенно зависит от процессов перемешивания, диффузии и числа солнечных квантов выше определенного энергетического порога $\nu_{гр}$ на данном уровне. Можно, например, показать, что в верхних областях земной атмосферы ее основные нейтральные компоненты, кислород и азот, не находятся в фотохимическом равновесии. Действительно, время диссоциации кислорода на высотах $70-100$ км, при значении коэффициента диссоциации порядка 10^{-6} сек^{-1} (соответствующем потоку солнечного излучения при температуре $T = 4500^\circ \text{K}$) превосходит величину $5 \cdot 10^6 \text{ сек}$. Для реальных значений коэффициента турбулентной диффузии на этих высотах ($K \cong 10^6 \text{ см}^2/\text{сек}$) время диффузии будет

$t_{\text{диф}} \simeq 10^6$ сек, т. е. меньше времени установления фотохимического равновесия. На больших высотах начинает интенсивно сказываться молекулярная диффузия, характерное время которой быстро уменьшается с ростом высоты ($t_{\text{диф}} \sim nT^{3/2}$), поэтому отклонение от фотохимического равновесия еще больше увеличивается.

При расчетах моделей состава обычно используются уравнение неразрывности с учетом диффузии и химических реакций и уравнение диффузии, а профиль $T(h)$ считается заданным. В одномерном случае для горизонтально стратифицированной атмосферы уравнения имеют вид [96]

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{n_i}{\rho} \right) + \rho v \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{n_i}{\rho} \right) = - \frac{\partial}{\partial h} J_i + \Gamma_i, \quad (\text{VI.9})$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial h} = - \frac{n_i}{H} - \frac{n_i}{T} (1 + \alpha_i) \frac{\partial T}{\partial h} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i}}^q \frac{J_l n_i - J_i n_l}{n D_{il}}. \quad (\text{VI.10})$$

Здесь:

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_i^q n_i m_i, \\ \Gamma_i &= \sum_j^r (\eta_{ij} - \beta_{ij}) W_j, \\ i &= 1, \dots, (q-1) \end{aligned}$$

— скорость возникновения i -й компоненты в результате химических реакций; η_{ij} , β_{ij} — стехиометрические коэффициенты; W_j — результирующая скорость j -й реакции; J_i — диффузионный поток i -й компоненты, причем

$$\sum_{i=1}^q m_i J_i = 0;$$

$H_i = kT/m_i g$ — высота однородной атмосферы i -й компоненты; D_{il} — коэффициент бинарной диффузии; α — фактор термодиффузии; v — вертикальная макроскопическая скорость потока. Учет турбулентного переноса приводит к модификации уравнения (VI.10), которое

приобретает вид [96]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial h} = -\frac{n_i}{D_i + K} \left(\frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H} \right) - \frac{n_i}{T} \left(1 + \frac{D_i}{D_i + K} \alpha_i \right) \frac{\partial T}{\partial h} + \\ + \frac{D_i}{D_i + K} \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i}}^m \frac{J_l n_i - J_i n_l}{n D_{il}}; \quad -D_i = \sum_{l=1}^r \frac{n_l}{n D_{il}}, \quad (\text{VI.10}')$$

K — коэффициент турбулентной диффузии. В структуре уравнения (VI.10') заложено допущение, что потоки молекулярной и турбулентной диффузии могут рассматриваться как независимые и складываться аддитивно, т. е. $J_i = J_i^M + \psi_i$, где $\psi_i = -K \left(\frac{\partial n_i}{\partial h} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial h} + \frac{n_i}{H_i} \right)$. При $v = 0$ уравнение (VI.9) перепишется следующим образом:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial h} J_i = \sum_i^r (\eta_{ij} - \beta_{ij}) W_j. \quad (\text{VI.11})$$

Если к тому же исследуется только молекулярная диффузия, то $\psi_i = K = 0$, и уравнение переноса (VI.10') переходит в обычное уравнение диффузии в форме Чепмена — Каулинга [168].

К моделям состава примыкает и обычно используемый метод расчета структуры ионосферы. В стационарном случае уравнение неразрывности (VI.9) относительно электронной концентрации N_e перепишется следующим образом:

$$\frac{d}{dh} (N_e v_e) = \Gamma. \quad (\text{VI.12})$$

Допуская, что в оптически тонкой атмосфере скорость ионизации пропорциональна плотности соответствующей нейтральной i -й компоненты n_i , а скорость рекомбинации — квадрату N_e (g и ξ — коэффициенты пропорциональности), получаем

$$\frac{d}{dh} (N_e v_e) = -g n_i(h) + \xi [N_e(h)]^2. \quad (\text{VI.13})$$

Практический интерес представляют два предельных случая: фотохимическое равновесие, которое может реализовываться на сравнительно малых высотах, и динамиче-

ское равновесие, достигаемое при больших h . Соответственно левая часть или второй член в правой части (VI.13) обращаются в нуль, и зависящие от высоты электронные концентрации определяются по формулам [425]

$$N_e(h) = \left[\frac{gn_i(h)}{\xi} \right]^{1/2} \quad (\text{VI.14})$$

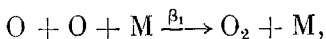
или

$$N_e(h) = \frac{gn_i(h)H}{v}. \quad (\text{VI.14}')$$

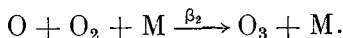
Исследование характера изменения концентраций нейтральных компонент по высоте на моделях состава оказалось особенно плодотворным при изучении нижних областей земной термосферы. Колегров и др. [250, 251] численно интегрировали систему уравнений (VI.10) — (VI.11) с учетом диссоциации и рекомбинации кислорода. В этом случае из уравнения (VI.11) непосредственно следует:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dJ_1}{dh} &= 2In_2 - 2\beta_1 n_1^2 n - \beta_2 n_1 n_2 n, \\ \frac{dJ_2}{dh} &= -In_2 + \beta_1 n_1^2 n. \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.15})$$

Индексы 1 и 2 относятся соответственно к атомарному и молекулярному кислороду, n — суммарная концентрация. Диффузионные потоки молекулярного азота и аргона полагались равными нулю, $J_3 - J_4 = 0$, а для потоков гелия и водорода были приняты постоянные значения, соответственно $J_5 = 1,7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $J_6 = 2,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. В системе (VI.12) I обозначает коэффициент скорости диссоциации кислорода, усредненный за сутки, β_1 — коэффициент рекомбинации кислорода для реакции



β_2 — коэффициент рекомбинации кислорода для реакции



Коэффициент турбулентной диффузии считался не зависящим от высоты и принимался равным $K \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, исходя из обеспечения условий $n(\text{O})/n(\text{O}_2) \simeq 1$ вблизи $h \simeq 120 \text{ км}$.

Результаты моделирования для условия диффузионного равновесия и при отклонении от него свидетельствуют о том, что при заданном профиле температуры величина коэффициента турбулентной диффузии в нижней термосфере играет наиболее существенную роль. Он является своего рода параметром согласования для переходной области (турбопаузы), где, по определению, $K = D_{ij}$. Существенные расхождения в оценках этого коэффициента для земной термосферы зависят как от выбора модели, так и от корректности используемых экспериментальных данных, с которыми сопоставляются результаты расчетов. В более поздних работах Шимазаки и Касахара [490] и Шимазаки [491, 492] результаты интегрирования нестационарного уравнения неразрывности типа (VI.9) приводят к выводу, что для согласования с экспериментальными профилями необходимо допустить $K \simeq 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ на высотах 140—160 км и $K \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ на высотах 100—120 км.

Моделирование термосферы Венеры. Задача моделирования верхней атмосферы Венеры при ограниченности экспериментальных данных является более сложной, чем аналогичная задача для Земли, и требует некоторых дополнительных допущений. Однако в целом сохраняется подход, соответствующий моделям температуры и состава.

Одной из первых была работа Юри [529], исходившего из предположения об атмосфере выше облачного слоя, целиком состоящей из CO_2 , в которой за счет эффективности процессов диссоциации образуется протяженный слой CO и O. Существенно меньшее влияние диссоциации на установление равновесных концентраций атмосферных компонент предполагалось Капланом [371], оценки которого приводили к соотношению смеси $n(\text{CO}_2)/n(\text{N}_2) \simeq \simeq 0,15$. Следующим шагом явилась работа Шимицу [493], в которой высотные профили $n_i(h)$ определялись из условия фотохимического равновесия в атмосфере, состоящей из CO_2 , O_2 и продуктов их диссоциации CO и O. За счет эффективности образования молекул кислорода при тройных соударениях дополнительно уменьшалось влияние диссоциации CO_2 на установление равновесных концентраций в термосфере и понижалась высота слоя, где степень диссоциации максимальна. Причиной этого является экранирующее действие молекул O_2 , поскольку

коэффициент поглощения в континууме Шумаха — Рунге больше, чем в континууме CO_2 .

Модель Шимицу, наиболее близкая по типу к моделям состава, обладала серьезным недостатком. В ней совершенно не учитывалась диффузия, которая должна приводить к перепосу CO_2 и O_2 вверх, а CO и O вниз и, как следствие, к выравниванию «пиковых» концентраций отдельных составляющих, прежде всего O_2 . При кажущейся внешней привлекательности модель оказалась нереалистичной, так как требовала значительного содержания в верхней атмосфере Венеры молекулярного и атомарного кислорода, что, как мы видели, вряд ли можно согласовать с современными представлениями. С этими же трудностями сталкиваются и оценки высотного хода нейтральных компонент верхней атмосферы Венеры, сделанные в работе [118].

Отмеченные трудности преодолены в более поздней работе Шимицу [496]. В ней наряду с уточненными процессами фотохимии (исходя из ожидаемого наиболее вероятного химического состава термосферы с преобладающим содержанием CO_2) и молекулярной диффузией рассматривались также процессы турбулентной и амбиполярной диффузии. Результаты вычислений приводят к выводу, что поскольку солнечная радиация в континууме CO_2 проникает глубоко в атмосферу, области вблизи основания термосферы должны оказывать на Венере более существенное влияние на высотное распределение нейтральных составляющих, чем на Земле. Это в свою очередь предопределяет большую чувствительность рассчитываемых моделей температуры к заданию нижних граничных условий. Их необходимо формулировать ниже уровня турбопаузы, хотя от него удобнее вести расчет высотного хода парциальных концентраций. Влияние вертикального переноса заметно проявляется при скоростях горизонтального ветра 10—100 м/сек. Типичной временной константе атмосферной циркуляции R_ϕ/V должна соответствовать величина H^2/K , где H — шкала высот. При $V \simeq 100$ м/сек получается $K \simeq 2 \cdot 10^7$ см²·сек⁻¹. В этих условиях наблюдается значительное отклонение от режима фотохимического равновесия в слое, где наиболее эффективно протекает диссоциация CO_2 (см. также [494, 495]), и коэффициент K в уравнении (VI.10) служит параметром согласо-

ния для требуемых концентраций продуктов диссоциации. Моделирование термосферы Венеры в приближении, соответствующем моделям температуры, проводилось Мак-Элроем [420—422]. Атмосфера предполагалась состоящей целиком из углекислого газа. Интегрировалось уравнение энергии в форме (VI.5), при этом считалось, что приток тепла (член A) связан главным образом с поглощением крайней ультрафиолетовой радиации в ионизационном и диссоциационном континуумах CO_2 , а охлаждение (член R) — с излучением колебательно-возбужденными молекулами CO_2 .

Наряду с разогревом за счет поглощения крайней ультрафиолетовой радиации, определенный вклад в нагревание термосферы Венеры может вносить инфракрасная радиация, поглощаемая в полосах 2,0; 2,7 и 4,3 $\mu\text{м}$. С учетом важной роли процессов переизлучения поглощенной радиации на больших высотах, Мак-Элрой оценил тепловой эффект этого поглощения (дополнительный член A' в (VI.5)), выразив его через отношение радиационного η_r и столкновительного η времен жизни для соответствующих моделей полос (см. VI.1):

$$A' = \gamma(h) \frac{\eta_r}{\eta_r + \eta}, \quad (\text{VI.16})$$

где $\gamma(h)$ — величина лучистой энергии в соответствующей спектральной области, поглощаемая на высоте h . Значения η_r для полос 2,0; 2,7 и 4,3 $\mu\text{м}$ составляют соответственно 0,0024; 0,041 и 0,9 сек . Для значения η в ближней инфракрасной области спектра с известным допущением может быть использовано эмпирическое выражение, полученное Чемберленом и Мак-Элроем [239] для полосы 15 $\mu\text{м}$, уменьшенное приблизительно вдвое за счет вероятного присутствия в термосфере молекул H_2 , влияющих на колебательную дезактивацию CO_2 [420]:

$$\eta = \left[3,8 \cdot 10^{-9} \exp\left(-\frac{82,8}{T^{1/3}}\right) n(\text{CO}_2) \right]^{-1}. \quad (\text{VI.16}')$$

Что касается члена R , то при его нахождении из уравнения переноса в полосе 15 $\mu\text{м}$ необходимо принимать во внимание, что в условиях термосферы величина $\sqrt{\frac{\beta_0}{u_{01}}}$ в (VI.1) становится значительной, т. е. существенно отклонение от л.т.р. Этот эффект учитывается модельной

структурой полосы Гуди и Белтона [322]. Величина R рассчитывалась Мак-Элроем в приближении этой структуры с использованием численных методов *).

Модель Мак-Элроя дает оценку средней экзосферной температуры $\bar{T}_{\infty} \simeq 700^{\circ}\text{K}$, в хорошем согласии с результатами Барта, полученными по измерениям интенсивности свечения атмосферы в L_{α} . Близкое значение дали расчеты Хогана и Стюарта [347], также исходивших из приближения, соответствующего моделям температуры, с $\bar{T}_{\infty} = 650 \pm 70^{\circ}\text{K}$. Как видим, хотя инсоляция на Венере вдвое выше по сравнению с Землей, дополнительный приток энергии в верхнюю атмосферу компенсируется ее более интенсивным выхолаживанием за счет большого содержания молекул CO_2 , и средняя экзосферная температура на Венере оказывается ниже, чем на Земле.

В обеих моделях уровень начала изотермии (термопауза) достигается вблизи 200 км, и практически совпадает с положением термопаузы в земной атмосфере при той же температуре [94, 410, 413]. Критическому уровню соответствует концентрация нейтральных частиц $n \simeq 10^8 \text{ см}^{-3}$, т. е. высота приблизительно 250 км.

По существу, не отличаются от приведенных значений и результаты расчетов Шимицу [497], использовавшего нестационарное уравнение теплопроводности с конвективным членом, в форме (VI.6). Помимо среднего значения $\bar{T}_{\infty} = 670^{\circ}\text{K}$ он получил ожидаемый суточный ход температуры и ее предельные вариации в течение 11-летнего солнечного цикла при различных допущениях об эффективности переноса тепла за счет теплопроводности. Эти результаты воспроизведены на рис. 119. Они свидетельствуют о том, что разница в температурах дневной и ночной полусфер может достигать почти 400°K и в зависимости от фазы цикла солнечной активности около 600°K . Последнее значение примерно вдвое превышает соответствующую оценку в модели [422] (рис. 120). Выравнивание неравномерностей температурного поля, вероятно, должно происходить за счет интенсивных ветров, со скоростями порядка сотни метров в секунду. Как мы видели, этим представлениям отвечают полученные в другой

*) Подробное рассмотрение проблемы лучистого теплообмена в мезосфере Венеры в ИК-области спектра недавно проведено Дикинсоном [273].

модели Шмицу [496] оценки вероятного коэффициента турбулентной диффузии $K \sim 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$.

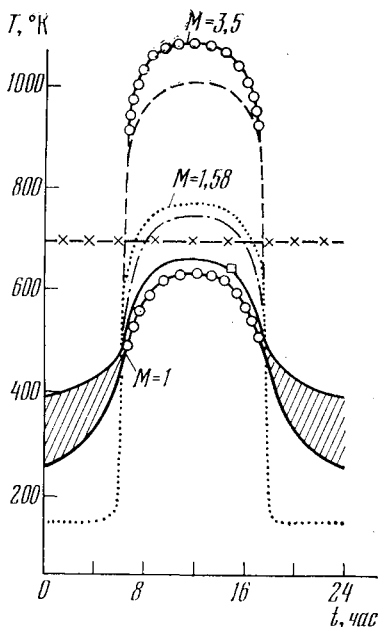


Рис. 119. Вариации экзосферной температуры Венеры в зависимости от времени суток и уровня солнечной активности согласно [497]. Точечная кривая, пунктир и штрих-пунктир — расчеты по уравнению (VI.5) для значений коэффициента теплопроводности $\lambda(T) = 0,81 T^{1/2}$; $67 T^{1/2}$ и $36 T^{3/4}$ при солнечном зенитном угле $\theta \sim 75^\circ$. Сплошная кривая — расчет по уравнению (VI.6), кружки — вариации в течение 11-летнего солнечного цикла, M — параметр солнечной активности, нормированный к значению $\bar{F}_{10,7}$ в минимуме цикла. Квадрат — данные «Маринера-5», измерениям которого соответствует $M = 1,58$; крестики — T согласно [420].

Хорошо известно, что ветры и турбулентный перенос оказывают существенное влияние на пространственно-временные характеристики атмосферных параметров. Скорости ветра до нескольких сотен метров в секунду экспериментально найдены в термосфере Земли (см., например, [209, 379, 403]). В термосфере Венеры такие ветры еще более вероятны, если принять во внимание, что из-за медленного вращения планеты длительный температурный градиент должен быть там больше, чем на Земле. Наличие горизонтального ветра должно в свою очередь вызывать интенсивный перенос по вертикали и оказывать существенное влияние на установление теплового режима в обеих полусферах. Одна из возможных схем циркуляции в верхней атмосфере Венеры, приводящая, в частности, к быстрому уносу продуктов фотолиза на

ночную сторону, рассмотрена Дикинсоном [272]. Дальнейшее развитие этих представлений дается в рамках циркуляционной модели Дикинсона и Ридли [274].

Выравнивание температуры и плотности за счет горизонтальных движений предполагается в среднесуточной модели Мак-Элроя [420, 422]. В противоположность этому, Хоган и Стюарт [347] исходили из концепции установления локального лучистого равновесия на ночной и дневной сторонах планеты за время, соответствующее продолжительности одного венерианского дня, и возможности поддержания значительных градиентов T_∞ и ρ . Поэтому

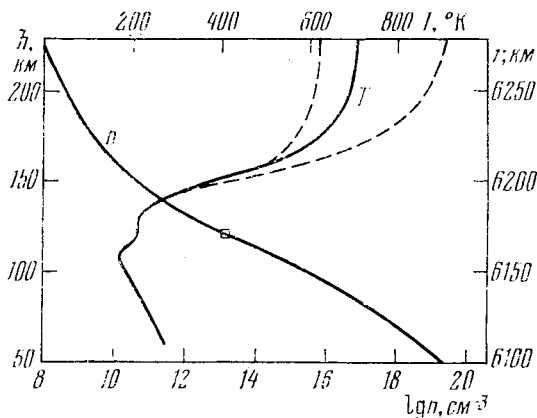


Рис. 120. Температура T и плотность частиц n в зависимости от высоты согласно модели Мак-Элроя [422]. Сплошные линии соответствуют фазе цикла солнечной активности во время полетов «Венеры-4» и «Маринера-5», пунктир — оценки предельных вариаций между минимумом и максимумом 11-летнего цикла, квадратик — оценка плотности на уровне затмения Регула.

при одинаковом в целом подходе к оценке источников притока тепловой энергии в термосферу, в этих моделях использованы различные значения коэффициента эффективности перевода в тепло ϵ в выражении (VI.7): $\epsilon \simeq 0,60$ в среднесуточной модели и $\epsilon \simeq 0,30$ в локально-равновесной. В последнем случае $\bar{\epsilon}$ используется как параметр согласования при расчете теплового режима обеих полушфер [425]. Средние экзосферные температуры при этом получаются примерно одинаковыми, около 700°K .

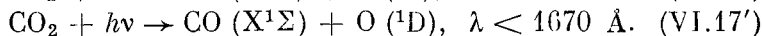
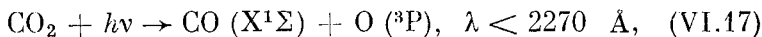
Моделирование ионосферы Венеры проводилось в приближении, описываемом уравнением (VI.13) и формулами (VI.14) — (VI.14'). В зависимости от источника ионизации предпринимались попытки интерпретировать дневной профиль $N_e(h)$ вблизи главного максимума иони-

зации как соответствующий слою F_1 или E земной ионосферы. Концентрация нейтральных частиц в этой области n принималась от 10^{11} до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, с учетом данных фотометрических измерений на уровне затмения Регула. Более сложный подход к моделированию дневной ионосферы, в котором сделана попытка учесть дополнительный разогрев солнечным ветром и оценить напряженность индуцируемого магнитного поля в пограничной области, использован в работе [344].

Результаты расчетов Мак-Элроя [420, 422, 423] свидетельствуют в пользу модели типа F_1 , удовлетворительно аппроксимирующей измеренный профиль электронной концентрации в атмосфере ниже 200 км за счет иона CO_2^+ . Добавление других компонент (N_2 , O_2) приводит к заметному отклонению расчетных кривых от измеренного профиля $N_e(h)$. Эти же результаты не позволяют ожидать заметной концентрации ионов атомарного кислорода и соответственно слоя типа F_2 , согласуясь с экспериментальными данными о быстром спаде N_e выше пика слоя F_1 .

§ VI.4. Фотохимия и динамика. Экзосфера

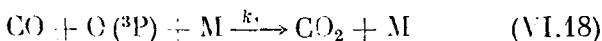
Фотохимия атмосферы CO_2 . Анализ имеющихся экспериментальных данных и результатов моделирования термосферы, а также теоретические оценки по структуре ионизованных слоев в сопоставлении с измеренными высотными профилями $N_e(h)$ делают обоснованным предположение о сохранении преобладающей концентрации CO_2 в термосфере Венеры до высот ~ 200 км. Но в углекислой атмосфере должна происходить интенсивная диссоциация CO_2 солнечным ультрафиолетом:



Реакции этого типа при меньших λ сопровождаются образованием продуктов фотодиссоциации в состояниях возбуждения $\text{CO} (a^3\Pi^*)$, $\text{CO} (A^1\Pi)$, $\text{O} (^1\text{S})$ (см., например, [245, 397, 416a]) с последующими спонтанными переходами. Вместе с тем известно, что обратная реакция рекомбина-

*) В этом случае (при λ 1080 Å) возбуждаются камероновские полосы CO ($a - X$).

ции CO и O по схеме *)



малоэффективна для объяснения наблюдаемой устойчивости CO_2 в силу малости коэффициента скорости этой реакции $k_1 < 8 \cdot 10^{-35} \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^{-1}$ при $T = 300^\circ \text{K}$ [280]). Приблизительно в 40 раз быстрее протекает реакция ассоциации атомов кислорода:



поскольку $k_2 = 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^{-1}$ при $T = 300^\circ \text{K}$ [470].

Уравнение неразрывности (VI.9) для атомарного кислорода в стационарном случае и при $J_i = 0$ запишется в виде, аналогичном (VI.12):

$$\frac{d}{dh} n(\text{O}) v = \Gamma_0. \quad (\text{VI.20})$$

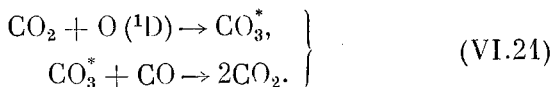
Скорость диссоциации CO_2 в оптически тонкой атмосфере согласно Мак-Элрою составляет $Q(\text{O}; \text{CO}; h) = = 2,2 \cdot 10^{-6} n(\text{CO}_2; h)$. Учет (VI.18) и (VI.19) дает

$$\Gamma_0 = 2,2 \cdot 10^{-6} n(\text{CO}_2, h) - k_1 n(\text{CO}) n(\text{O}) n(\text{CO}_2) - - k_2 n^2(\text{O}) n(\text{CO}_2).$$

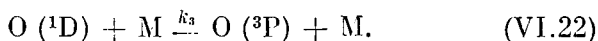
Интегрируя (VI.20), Мак-Элрой [421] и Донаю [280] оценили поток атомов O на уровне h_0 , где для диссоциационного континуума CO_2 $\tau \simeq 1$, концентрация $n(\text{CO}_2) \simeq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $Q \simeq 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$: $[n(\text{O}) \cdot v]_{h=h_0} \simeq \simeq 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Если реально принять $(v)_{h_0} \lesssim 10 \text{ см/сек}$, числовые плотности O и CO должны тогда достигать $n \gtrsim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что значительно больше равновесных содержаний $n(\text{O})$, $n(\text{CO})$ и $n(\text{CO}_2)$ по экспериментальным данным. При этом различие скоростей поступления и исчезновения атомарного кислорода достигает на этих уровнях в термосфере почти шести порядков величины [280, 281] и требует либо отыскания существенно более эффективного механизма рекомбинации, либо вертикального переноса атомов O в атмосферу на значительно большую глубину. Чтобы устранить указанное противоречие, Мак-Элрой [419, 420], исходя из представлений о фотохимическом равновесии, предложил механизм рекомбинации

*) При наиболее вероятном предположении $\text{M} \equiv \text{CO}_2$.

с образованием промежуточного возбужденного комплекса CO_3^* , сопровождающим реакцию (VI.17'):



Однако этот механизм, неоднократно предполагавшийся при изучении фотолиза CO_2 в лабораторных условиях, сталкивается с очень большими трудностями. Он требует, чтобы все образующиеся в атмосфере в результате диссоциации атомы кислорода находились в возбужденном состоянии (^1D). Между тем населенность этих уровней существенно меньше, чем уровней в основном состоянии ^3P . К тому же, хотя продолжительность жизни метастабильного состояния ^1D велика (96 секунд), процесс спонтанной дезактивации $\text{O} (^1\text{D})$ с излучением красного дублета может оказаться быстрее рекомбинационного процесса по схеме (VI.21). Еще более эффективен механизм исчезновения метастабильных атомов $\text{O} (^1\text{D})$ в термосфере Венеры за счет ударной дезактивации по схеме:

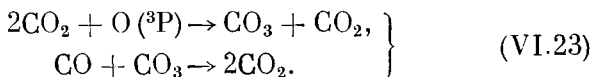


Недавние результаты лабораторных исследований де Мора [269], Кларка и Ноксона [244], Слэнгера и Блэка [503] убедительно свидетельствуют о том, что поскольку роль третьего тела в (VI.22) могут эффективно играть молекулы CO_2 (при $\text{M} \equiv \text{CO}_2$ коэффициент скорости этой реакции $k_3 \simeq 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ [553] *), т. е. тушение происходит со скоростью, близкой к газокинетической), вероятность механизма (VI.21) пренебрежимо мала, а вероятность (VI.22) близка к единице. Следует к тому же иметь в виду довольно высокую вероятность быстрого распада возбужденного комплекса CO_3^* . Мак-Элрой и Хантен [426] рассматривали возможность его стабилизации при излучении кванта за счет соударений; в этом случае потребное время жизни уменьшается от 10^2 до 10^{-7} сек , что, однако, составляет 10^5 колебательных периодов.

Кларк [245] предложил механизм, включающий невозбужденный комплекс CO_3 и атом O в основном состоя-

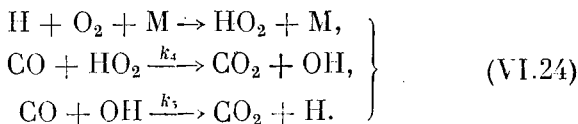
*) Эта реакция при $\text{M} \equiv \text{N}_2$ хорошо известна для термосферы Земли, являясь по своему типу реакцией преддиссоциации.

нии. В этом случае последовательность реакций (VI.21) модифицируется и принимает вид:

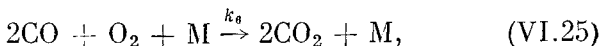


К сожалению, числовые значения коэффициентов, характеризующих эффективность этого механизма, отсутствуют. Однако кажется маловероятным получить приемлемые значения, обеспечивающие при таком подходе решение одной из основных проблем фотохимии Венеры и Марса: избежать накопления в атмосфере CO и O₂, чтобы удовлетворить спектроскопическим пределам содержания этих компонент (см. табл. 11).

В качестве альтернативных процессов рекомбинации Донаю [280], Мак-Элрой и Хантен [426] рассмотрели реакции, включающие промежуточные пергидроксильные комплексы:



Однако коэффициент скорости $k_4 \simeq 10^{-24} \div 10^{-23} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$, а скорость образования атомов H, определяемая по интенсивности эмиссии в L_α ($k_5 \simeq 2 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$) на несколько порядков ниже величины Q. Это делает последовательность реакций (VI.24) неэффективной. Присутствие водяных паров могло бы существенно ускорить протекание реакции



в которой H₂O играет роль катализатора. Но и на этом пути также возникают существенные трудности, поскольку относительное содержание водяного пара над облаками по данным спектроскопических измерений ($f_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 10^{-5}$) явно недостаточно для обеспечения требуемой скорости реакции (VI.25). К тому же по оценкам Донаю [280] для рекомбинации продуктов диссоциации CO₂ при величине потока $\sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ в области $n_{\text{CO}_2} \gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и при содержании $n_{\text{O}_2} \sim 10^{-2} n_{\text{CO}_2}$ требуемое значение k_6 всего лишь $\sim 10^{-43} \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^{-1}$.

Коэффициенты K и ϵ . Трудности в отыскании механизма, обеспечивающего быструю эвакуацию продуктов фотодиссоциации CO_2 из зоны диссоциации путем их рекомбинации в газовой фазе, служат определенным аргументом в пользу предположения об эффективности процессов вертикального переноса. Физическая природа вертикальных движений может быть связана как с механизмом планетарной циркуляции, так и с более локализованным механизмом проникающей конвекции, развивающейся и поддерживаемой за счет неустойчивости нижележащих областей. При наличии процессов турбулентной диффузии, препятствующей диффузионно-гравитационному разделению газов, определенную роль могла бы играть рекомбинация в присутствии твердой фазы. С учетом этих соображений Допаю [281] рассматривает возможность влияния на этот процесс поверхности планеты.

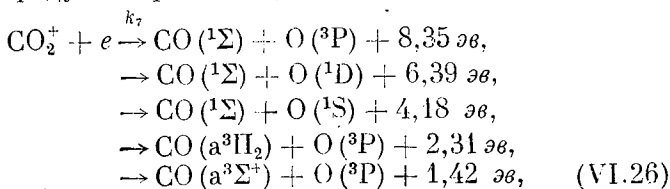
Дефицит атомарного кислорода в термосфере Венеры можно объяснить, если допустить, что коэффициент турбулентной диффузии $K \simeq 2 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, как это следует из уже упоминавшихся расчетов Шимицу. Расчеты Мак-Элроя и Мак-Коннелла [427] для Марса приводят к существенно большему значению, $K \simeq 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, в предположении $\frac{n(\text{O})}{n(\text{CO}_2)} \simeq 10^{-3}$. При допущении о переносе до поверхности этому значению K должны были бы соответствовать скорости в несколько метров в секунду (!). В случае Венеры, однако, такой поверхностью мог бы служить плотный облачный слой, в связи с чем $\bar{L} \sim H$ и требуемая величина $K \sim 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$. Если же принять во внимание данные Томаса [523], согласно которым содержание O на Марсе соответствует отношению $\frac{n(\text{O})}{n(\text{CO}_2)} \simeq 3 \cdot 10^{-2}$, то и для Марса значение K становится приблизительно на порядок меньшим. Эти оценки уже гораздо ближе к обычно принимаемым для Земли. Тем не менее сейчас трудно ответить на вопрос о том, насколько реальны такие значения K и как они практически достигаются в атмосферах Венеры и Марса.

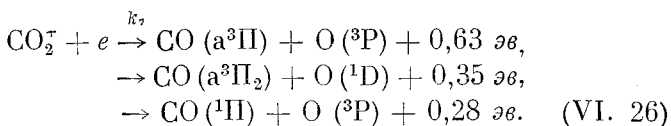
Дополнительные аргументы в пользу важной роли динамики в термосфере Венеры дает циркуляционная модель Дикинсона и Ридли [274]. Результаты их численных расчетов позволяют предполагать существенное влияние

на установление теплового режима и равновесную концентрацию компонент как турбулентной диффузии, так и крупномасштабных движений в горизонтальном и вертикальном направлениях (вверх на дневной стороне и вниз на ночной). В этой схеме при задании граничных условий на уровне $P \simeq 0,1$ мб обеспечивается эффективная рекомбинация продуктов фотодиссоциации CO_2 , так что относительные содержания O и CO вблизи ионосферного максимума F_1 не превышают $\sim 2\%$.

Следует заметить, что если турбулентная диффузия и циркуляция в термосфере Венеры действительно играют важную роль, это окажется довольно сильным аргументом против дейтериевой гипотезы для объяснения измеренной на «Маринере-5» зависимости интенсивности свечения в L_α от высоты, поскольку эта гипотеза исходит из предположения о слабости вертикальных токов.

Используемая в моделях температуры величина коэффициента $\varepsilon \simeq 0,60$ получена из расчетов Генри и Мак-Элроя [343], проанализировавших наиболее вероятные пути трансформации солнечного коротковолнового излучения в тепло в атмосфере из CO_2 . Можно думать, что основным источником разогрева термосферы Венеры являются «свежие» фотоэлектроны при их термализации и высвобождение тепловой энергии в процессе рекомбинации ионов CO_2^+ . Ионизация вызывается фотонами с энергией $E > 13,8$ эв ($\lambda < 902$ Å), приводящими к образованию CO_2^+ в различных состояниях возбуждения [191]. Особенно эффективны в тепловом отношении ионы с энергией $E \gtrsim 7$ эв, поскольку в углекислой атмосфере ниже этого порога наиболее вероятна потеря энергии за счет переизлучения с колебательно-возбужденных уровней молекулы CO_2 , особенно в полосе $\lambda = 15$ мкм. Тепловая эффективность диссоциативной рекомбинации CO_2^+ существенным образом зависит от состояния возбуждения конечных продуктов реакции [425]:





Из приведенных в (VI.26) путей превращений наиболее вероятно образование CO в основном состоянии ($^1\Sigma$) и O в состояниях (^3P) и (^1D). Согласно [544] $k_7 = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$.

Предполагается, что оставшая часть крайней ультрафиолетовой радиации рассеивается и переизлучается атмосферой, а также высвобождается на более низких уровнях в процессах рекомбинации продуктов фотоллиза. Оценки теряемой в этих процессах энергии достаточно гипотетичны и могут существенно изменить значение ε . Так, совершенно неожиданным, не предполагавшимся по результатам лабораторных экспериментов, явилось обнаружение Бартом и др. [202] на «Маринере-6, -7» интенсивной эмиссии верхней атмосферы Марса в камероновских полосах CO, наряду с заметным свечением в полосах CO_2^+ (дублет $\text{CO}_2^+ \text{ B} - \text{X}$) и $\text{O I S} - ^3\text{P}$. Расчеты [516, 518] свидетельствовали о том, что в этом случае около половины энергии падающей крайней ультрафиолетовой радиации теряется Марсом в виде свечения его атмосферы. Это заставило использовать значение $\varepsilon = 0,19/2$, т. е. $\bar{\varepsilon} \simeq 0,1$, в расчете на обе полусферы, вместо ранее принимавшейся Мак-Элроем величины $\varepsilon = 0,66/2$, т. е. $\bar{\varepsilon} \simeq 0,3$.

Подобную ситуацию можно было бы ожидать и на Венере. Аналогично Марсу, это приведет к существенному уменьшению экзосферной температуры Венеры и к пересмотру характеристик ее ионосферы, хотя значение $T_\infty \simeq 700 \text{ }^\circ\text{K}$ и измеренный в 1967 г. профиль $N_e(h)$ удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами при $\varepsilon \simeq 0,6$. Между тем результаты измерений свечения атмосферы в ультрафиолете в 1971 г. на «Маринере-9» [203, 517] приводят к выводу, что оцененные ранее интенсивности свечения в камероновских полосах CO были, очевидно, завышены приблизительно вдвое (с учетом поправки за калибровку приборов и изменение солнечной активности). За счет уменьшения потерь энергии путем излучения экзосферная температура Марса должна была бы возрасти от 350 до 420 $^\circ\text{K}$, что хуже согласуется, однако, с моделью высотного распределения кис-

лорода, полученной из тех же измерений при помощи ультрафиолетового спектрометра. Это расхождение можно устранить, предположив, например, что энергия возбужденного атома $O(^1D)$, образующегося при фотодиссоциации CO_2 и диссоциативной рекомбинации $\dot{CO}_2^+$ (реакции (VI.17) и (VI.26)), переходит при тушении возбуждения не в кинетическую энергию, а главным образом в энергию колебательного возбуждения CO_2 , с последующим излучением в инфракрасной области спектра [517]. От корректности учета этих и других возможных процессов будет в конечном счете зависеть оценка величины ε .

Приводимая здесь аналогия с Марсом не случайна. Особенности фотохимии Марса, по-видимому, очень близки к тому, что имеет место на Венере, поскольку термосферы обеих планет, вероятно, состоят преимущественно из CO_2 . Поэтому обычно вопросы фотохимии для атмосфер Венеры и Марса рассматриваются одновременно, и объединяются общим понятием фотохимии атмосфер CO_2 . С этой точки зрения огромный интерес представляют полученные на «Маринере-9» великолепные спектры Марса в ультрафиолетовой области ($\lambda\lambda$ 1100—3400 Å), усредненный результат которых показан на рис. 121 [203]. Спектр передает основные характеристики свечения планеты, чрезвычайно информативные для понимания особенностей фотохимии углекислой атмосферы. Подробный анализ этих особенностей читатель может найти в оригинальных работах Барта и его сотрудников [202, 203, 517].

Экзосфера и околопланетное пространство. По существующим оценкам, эффективность наиболее вероятного механизма рекомбинации атомарного кислорода заметно уменьшается выше приблизительно 200—250 км, т. е. вблизи основания экзосферы. Это, по-видимому, приводит к появлению слоя атомарного кислорода относительно небольшой протяженности (см. рис. 117), поскольку вблизи указанных уровней определенное влияние должен уже оказывать гелий, если исходить из представлений [384], что кора планеты подобна земной и поступление гелия в атмосферу Венеры примерно соответствует его поступлению в атмосферу Земли ($\sim 2 \cdot 10^6$ атомов $\cdot$ см $^{-2} \cdot$ сек $^{-1}$). Согласно [423, 425] измеренные профили ночной ионосферы Венеры выше уровня $h \simeq 250$ км хорошо объясняются за счет фотоионизации He на днев-

ной стороне со скоростью порядка $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ с последующим горизонтальным переносом ионов He^+ в ночную полусферу (как и в модели Дикинсона). При этом

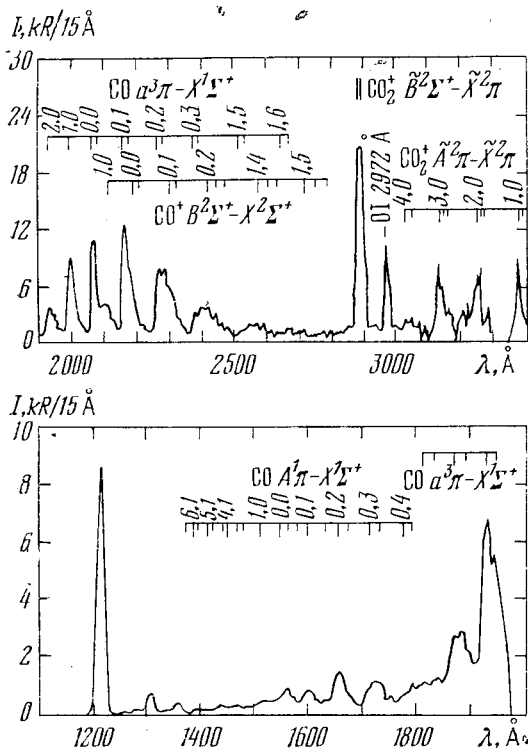
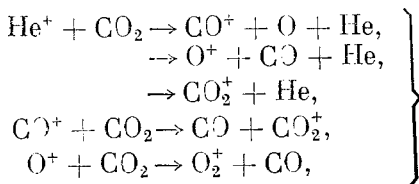


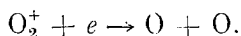
Рис. 121. Спектры свечения атмосферы Марса в областях 1100—1900 Å и 1900—3400 Å, усредненные по 120 измерениям у лимба планеты на «Маринере-9». Разрешение 15 Å.

могла бы обеспечиваться следующая последовательность эффективных ионообменных реакций:



сопровождаемых реакциями диссоциативной рекомбинации

(VI.26) и реакцией



Расчеты [246] показывают, что унос порядка 10% от количества образующихся на дневной стороне ионов гелия при взаимодействии планеты с солнечным ветром обеспечивает необходимый баланс между диссипацией гелия и его поступлением в результате радиоактивного распада в недрах планеты. По оценкам Уоллеса [539], благодаря высокому ионизационному потенциалу гелия и сравнительно низкой температуре на критическом уровне скорость его диссипации из атмосферы Венеры существенно ниже, чем из атмосферы Земли. Благодаря этому отношение содержаний $n(\text{He})_{\text{ф}}/n(\text{He})_{\oplus} \simeq 10^4$. Менее убедительными представляются результаты расчетов [344], дающие величину этого отношения на $h \simeq 100 \text{ км} \sim 1 (n(\text{He})_{\text{ф}} \sim 10^8 \text{ см}^{-3})$.

Из оценок шкалы высот ночной ионосферы (см. рис. 117) следует, что доминирующая роль He, по-видимому, сохраняется приблизительно до 500—700 км, а выше этого уровня структура атмосферы Венеры определяется содержанием водорода. Характер распределения относительных концентраций этих компонент по высоте зависит от надежности интерпретации природы механизма, лежащего в основе измеренной интенсивности свечения в линии лайман-альфа, поскольку влияет на оценку экзосферной температуры. С учетом этого оценивается и плазменная температура T_p , которая, видимо, будет не сильно отличаться от T_{∞} на ночной стороне, по крайней мере до $h \sim 600\text{—}1000 \text{ км}$.

На рис. 122 суммируются существующие представления о структуре нейтральной верхней атмосферы и ионосферы Венеры до высоты около 1000 км. Показаны профили $n(h)$ и $N_e(h)$, исходя из наиболее вероятных значений высот однородной атмосферы для нейтральной и ионной составляющих (H_n и H_i). В оценках высотного хода нейтральной атмосферы наряду с экспериментальными данными использованы теоретические оценки.

Кратко коснемся теперь проблемы взаимодействия Венеры с окружающим пространством.

По результатам измерений Долгинова и др. на «Венерс-4» напряженность собственного магнитного поля планеты составляет менее 1/3000 от земного [52, 52a].

Поэтому Венера лишена радиационных поясов (интенсивность захваченной радиации по крайней мере в 10^6 раз меньше, чем вблизи Земли) [530, 554а]. Исходя из измеренных Грингаузом и др. [47] и Бриджем и др. [226] параметров плазмы в невозмущенном солнечном ветре и в возмущенных зонах вблизи планеты предполагается образование с дневной стороны ударной волны и ионопаузы (см. рис. 55).

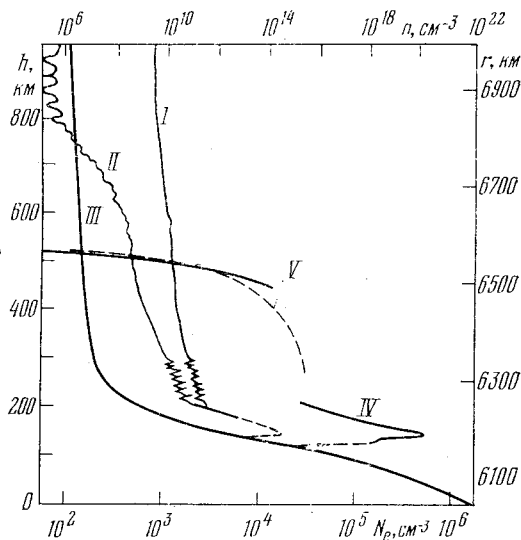


Рис. 122. Зависимости концентрации нейтральных частиц и электронов от высоты в атмосфере Венеры. I и II — модели ночной ионосферы для различных предположений о структуре «плазменного хвоста» [304], III — модель нейтральной атмосферы, IV — модель дневной ионосферы, V — дневная плазмопауза.

Можно допустить, что энергия набегающего потока преобразуется в магнитную и тепловую энергию в области, расположенной внутри ударной волны. Согласно модели Бауэра и др. [192] напряженность магнитного поля возрастает приблизительно от 10 гамм в невозмущенном потоке до 40 гамм в окрестности ионопаузы, а протонная температура увеличивается от $3 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^6$ °К. Ионопауза образуется в зоне, где давление солнечного ветра $P_w = n m v^2 = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$ уравнивается давлением

ионосферных заряженных частиц вместе с возможным небольшим вкладом давления собственного магнитного поля планеты. В идеальном случае ионосферы бесконечной проводимости токи, индуцированные потоком солнечного ветра, лежат на поверхности ионопаузы и в непосредственно примыкающей к ней сверху области. Поэтому результирующее индуцированное магнитное поле расположено вне ионосферы. Примерно аналогичная ситуация, по-видимому, сохраняется и в более реальном случае ионосферы конечной проводимости. Это связано с тем, что время магнитной диффузии t_D оказывается значительно больше времени изменения направления межпланетного магнитного поля и даже больше длительности венерианского дня. В результате диффузия межпланетного магнитного поля в невозмущенную ионосферу пренебрежимо мала. Точная оценка степени его проникновения требует совместного рассмотрения эффектов изменения направления поля и собственного вращения планеты.

Если дальнейшие измерения покажут, что заметное магнитное поле присутствует внутри ионосферы, его природа могла бы быть различной, связанной с существованием слабого магнитного момента планеты либо с электрическими токами, возникающими на крупномасштабных ионосферных неоднородностях, либо, наконец, с повышенной магнитной диффузией, т. е. меньшим t_D . Ситуация, соответствующая этому последнему случаю, могла бы, например, иметь место, если эффективное расстояние l_0 , на котором магнитное поле может считаться однородным, оказалось бы значительно меньше, чем величина порядка R_φ . Такая возможность, в принципе, может реализоваться при наличии волновой структуры рассматриваемой области, вызываемой турбулентным характером потока на верхней границе ионосферы, с характерными размерами длин волн $\sim l_0 \ll R_\varphi$.

Более подробное рассмотрение механизма обтекания Венеры солнечной плазмой с оценками параметров в пограничной области и в индуцированной «ионопаузе» (или «магнитопаузе»), представляющее самостоятельный интерес, можно найти в работах [47, 192, 246, 512]. Наиболее полные представления, основанные на данных измерений «Маринера-10», развиваются Нессом и др. [582] и Бриджем и др. [569].

В физике Венеры остается еще много сложных проблем. В их решении определяющая роль, несомненно, будет принадлежать космическим аппаратам. Надо думать, что уже ближайшие годы принесут много новой важной информации. Эта информация, наряду с дальнейшим прогрессом в методах наземных измерений и теоретического моделирования атмосферы планеты, позволит существенно расширить представления о строении и физических особенностях ближайшей к Земле планеты.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

МОДЕЛЬ АТМОСФЕРЫ ВЕНЕРЫ

Основные положения. Настоящая модель, рассчитанная Маровым и Рябовым [102], устанавливает численные значения основных термодинамических параметров и других физических характеристик атмосферы Венеры для области высот от -6 км до 1000 км.

Химический состав атмосферы, основанный на результатах прямых измерений на АМС «Венера», данных наземной спектроскопии и других оценках, приведен в табл. 11. Для модели средний молекулярный вес $\bar{\mu}$ принят, исходя из следующих объемных содержаний основных составляющих атмосферы: CO_2 — 97%; N_2 — 2%; H_2O и др. — 1%. Данному составу соответствует $\bar{\mu} = 43,4$. Предполагается, что эта величина, и следовательно, преобладающее содержание CO_2 , остается неизменной до высоты 200 км. Исходя из приближенных оценок содержания в верхней атмосфере атомарного кислорода, гелия и водорода (см. § VI.2), выше этого уровня принят профиль изменения среднего молекулярного веса, показанный на рис. 123.

В основу расчетов параметров нижней атмосферы положены данные измерений температуры и давления на автоматических станциях «Венера», которыми охватывается диапазон высот от 55 км до поверхности. Во всей области измерений состояние газа сохраняется практически адиабатическим. Исходя из этого, расчеты температуры и давления в тропосфере соответствуют адиабатическому приближению. В основной расчетной модели значение температуры на среднем уровне поверхности принято равным 750°K . С этим значением хорошо согласуются результаты радионизмерений. Этот факт, а также отсутствие заметных суточных и пиротных изменений температуры в тропосфере позволяет отнести данную модель к любой точке поверхности планеты. В качестве предельных рассчитаны две дополнительные модели — максимальная и минимальная. Они учитывают возможные отклонения от среднестатистических значений T и P на уровне, на котором сопоставляются результаты измерений всех АМС «Венера» (так называемая опорная точка; см. § IV.3).

Высотный ход температуры и давления в стратосфере Венеры вплоть до области температурного минимума (мезопаузы) основывается на результатах радиорефракционных измерений «Маринера-5». Соответственно принято $T_{\text{мез}} \simeq 150^\circ\text{K}$. В этом случае, однако, обнаруживается рассогласование в оценках величины числовой плотности на уровне покрытия Венерой Регула приближи-

тельно на порядок величины (см. § IV.6). Указанное расхождение является недостатком модели. При построении расчетных профилей параметров в термосфере Венеры в качестве исходной принята оценка экзосферной температуры по измерениям резонансной средней эмиссии в $L_\alpha T_\infty = 650^\circ\text{K}$, относящаяся примерно к среднему уровню солнечной активности (индекс дециметрового солнечного радиозлучения $F_{10.7} \simeq 130 \cdot 10^{-22} \text{ ватт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$). Из условия постоянства T_∞ в нижней экзосфере и характера изменения $\bar{\mu}(h)$ согласно

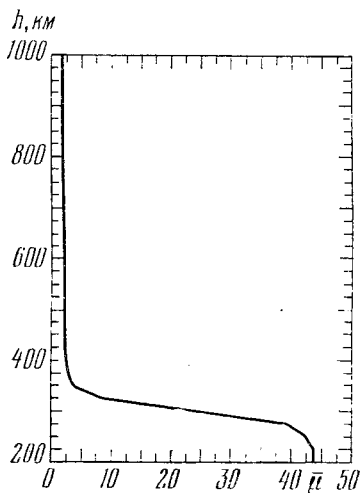


Рис. 123. Модельный профиль изменения среднего молекулярного веса атмосферы Венеры с высотой.

имеющемуся (довольно ограниченном) экспериментальном материале, является предварительной и подлежит дальнейшему уточнению по мере получения новых данных.

Исходные параметры. При построении модели используются следующие величины.

Геопотенциальная высота:

$$h_{гп} = \frac{1}{g_0} \int_0^h g(h) dh = \frac{R_\varphi h}{R_\varphi + h},$$

где $g(h)$ и g_0 — ускорение силы тяжести на Венере на высоте h и на среднем уровне поверхности, соответствующему среднему радиусу Венеры R_φ .

Молекулярная температура:

$$T_m = T \frac{M_0}{M},$$

рис. 123 рассчитаны профили T , P и ρ до высоты 1000 км.

Из-за ограниченности экспериментальных и теоретических данных высотные профили параметров в стратомезосфере условно приняты аналогичными средней модели. Вариации экзосферной температуры в зависимости от изменения солнечной активности в течение 11-летнего солнечного цикла (от $F_{10.7} \simeq 250$ в максимуме до $F_{10.7} \simeq 70$ в минимуме) составляют, по существующим оценкам, примерно от 400°K до 900°K (см. § VI.4). Эти значения приняты соответственно для минимальной и максимальной моделей.

Наиболее достоверный участок модели соответствует области высот от 0 до 80 км над поверхностью. Именно к нему относятся данные непосредственных измерений станций «Венера» и радиозондирования аппаратом «Маринер-5». Модель, основанная на

где T — кинетическая температура, M_{Π} и M — молекулярный вес газа на среднем уровне поверхности и на высоте h^*).

Градиент молекулярной температуры по геопотенциальной высоте:

$$Q = \frac{\Delta T_{\Pi}}{\Delta h_{\Pi}}.$$

За исходные параметры приняты значения температуры T и молекулярного веса M , которые задаются таблично в зависимости от высоты.

Значения физических характеристик атмосферы у поверхности.

Барометрическое давление

I модель (основная)	$P_{\Pi} = 9,74 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2 (99,3 \text{ кг/см}^2)$
II модель	$P_{\Pi} = 9,34 \cdot 10^6 \text{ н/м}^2 (95,2 \text{ кг/см}^2)$
III модель	$P_{\Pi} = 1,02 \cdot 10^7 \text{ н/м}^2 (104,0 \text{ кг/см}^2)$

Температура

I модель (основная)	$T_{\Pi} = 750^\circ \text{K}$
II модель	$T_{\Pi} = 757^\circ \text{K}$
III модель	$T_{\Pi} = 743^\circ \text{K}$
Молекулярный вес	$M_{\Pi} = 43,4$

Физические константы: газовая постоянная

универсальная $R = 8,314 \text{ Дж/град} \cdot \text{моль}$

удельная $R_0 = \frac{R}{M_{\Pi}} = 191,57 \text{ Дж/град} \cdot \text{кг}$

Коэффициент теплопроводности CO_2 при $T = 273,16^\circ \text{K}$ в области умеренных давлений

$$\lambda_{T_0} = 0,0149 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}.$$

Динамический коэффициент вязкости для CO_2 при $T = 273,16^\circ \text{K}$ в области умеренных давлений

$$\mu_{T_0} = 1365 \cdot 10^{-8} \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2.$$

Отношение теплоемкости при постоянном давлении и теплоемкости при постоянном объеме при нормальных условиях

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v} = 1,24.$$

Зависимости $C_p(T, P)$, $C_v(T, P)$ приняты согласно [36].

Ускорение свободного падения на поверхности

$$g_0 = 8,8 \text{ м/сек}.$$

*) Здесь и ниже молекулярный вес обозначен M , во избежание путаницы с динамической вязкостью μ .

Средний радиус Венеры

$$R_{\varphi} = 6050000 \text{ м.}$$

Число Авогадро

$$N_A = 6,02470 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Р а с ч е т н ы е ф о р м у л ы. Табличные значения рассчитаны по следующим формулам:

давление в изотермическом слое ($Q = 0$)

$$P = P_* \exp \left[- \frac{g_0 (h_{\Gamma\Pi} - h_{\Gamma\Pi}^*)}{R_0 \cdot T_M n(T^*, P^*)} \right],$$

в слое с линейно изменяющейся температурой ($Q = \text{const}$)

$$P = P_* \left(\frac{T_M}{T_M^*} \right) - \frac{g_0}{R_0 n(T^*, P^*) Q},$$

где $n(T, P)$ — коэффициент сжимаемости CO_2 [36]. Индекс * показывает, что значение относится к нижней границе рассматриваемого слоя.

Плотность:

$$\rho = \frac{P}{T_M R_0 n(T, P)}.$$

Ускорение свободного падения:

$$g = g_0 \left(\frac{R_{\varphi}}{R_{\varphi} + h} \right)^2.$$

Скорость звука:

$$a = (\kappa R_0 T)^{1/2} = 15,52 \cdot T^{1/2}.$$

Динамический коэффициент вязкости до высот $h \leq 50 \text{ км}$ [36]:

$$(\mu - \mu_T) \cdot 10^8 = 1,0303\rho + 7,2057 \cdot 10^{-3}\rho^2 - 7,2876 \cdot 10^{-6}\rho^3 + \\ + 9,4994 \cdot 10^{-9}\rho^4 \text{ н.сек/м}^2;$$

$$\mu_T = \mu_{T_0} \theta^{m_\mu}, \text{ где } \theta = \frac{T}{273,16};$$

$$m_\mu = 1,0494 - 0,102535\theta + 14,3364 \cdot 10^{-3}\theta^2 - 0,80174 \cdot 10^{-3}\theta^3.$$

Динамический коэффициент вязкости для высот $h > 50 \text{ км}$ [19]:

$$\mu = \mu_{T_0} \frac{273,16 + 254}{T + 254} \theta^{3/2}.$$

Кинематический коэффициент вязкости:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}.$$

Коэффициент теплопроводности до высот $h \leq 50 \text{ км}$ [36]:

$$(\lambda - \lambda_T) \cdot 10^4 = 0,4216\rho + 1,1738 \cdot 10^{-3}\rho^2 - 1,7717 \cdot 10^{-6}\rho^3 + \\ + 1,2964 \cdot 10^{-9}\rho^4 \text{ вт/(м} \cdot \text{град)}; \lambda_T = \lambda_{T_0} \theta^{m_\lambda},$$

$$m_\lambda = 1,5896 - 0,2245\theta + 38,0755 \cdot 10^{-3}\theta^2 - 2,5235 \cdot 10^{-3}\theta^3.$$

Коэффициент теплопроводности для высот $h > 50$ км:

$$\lambda = 1351 \cdot 10^{-6} \frac{(1 + 1026 \cdot 10^{-6} \cdot T) T^{1/2}}{1 + \frac{273}{T}} \text{ вт/м} \cdot \text{град.}$$

Средняя длина свободного пробега молекул:

$$\bar{l} = \frac{\mu}{0,499 \rho \bar{W}} = 1,255 \nu \sqrt{\frac{\rho}{P}} \text{ (м)},$$

где $\bar{W}$ — средняя арифметическая скорость молекул.

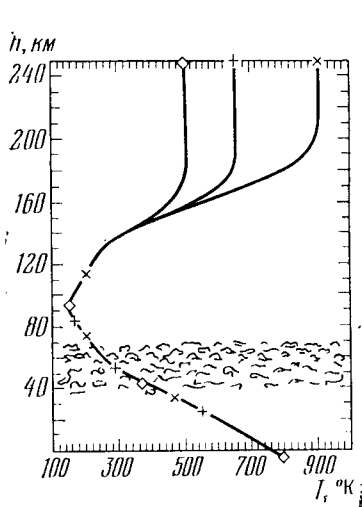


Рис. 124. Профиль температуры атмосферы Венеры по высоте для трех моделей.

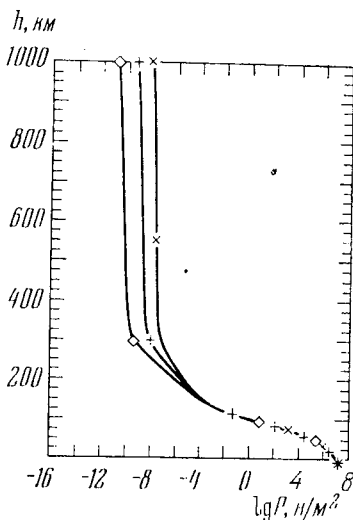


Рис. 125. Профиль давления в атмосфере Венеры по высоте для трех моделей.

Высота однородной атмосферы:

$$H = \frac{R_0 T_M}{g} \text{ (м).}$$

Число частиц в единице объема:

$$N = \frac{P}{M} N_A \cdot 10^3 \text{ (м}^{-3}\text{)}.$$

Таблицы. В табл. 24—25 приводится основная модель атмосферы Венеры. Профили температуры, давления и числовой плотности по высоте для основной, максимальной и минимальной моделей показаны на рис. 124—126. На графиках основная модель I отмечена плюсом, модель II — крестом и модель III — ромбом. Таблицы моделей II и III приведены в [102].

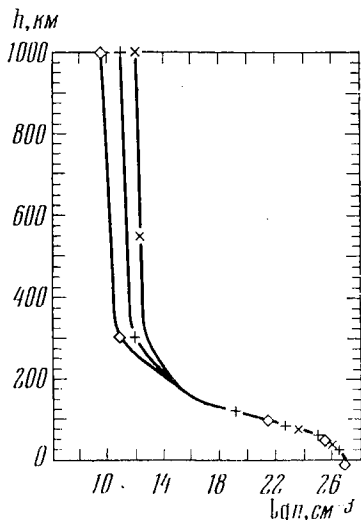


Рис. 126. Профиль плотности атмосферы Венеры по высоте для трех моделей.

В диапазоне высот от —6 км до 100 км значения температуры и молекулярного веса заданы через 2 км, в диапазоне от 100 км до 200 км — через 5 км, в диапазоне от 200 км до 500 км — через 25 км и от 500 до 1000 км — через 50 км. В каждом из указанных участков разбиения температурного профиля градиент молекулярной температуры по геопотенциальной высоте считается постоянным или равным нулю. Значения давления P и плотности ρ рассчитываются по уравнениям гидростатического равновесия и газового состояния с учетом отклонений от идеальности при высоких T и P согласно [36].

Значения физических параметров атмосферы даны в Международной системе единиц СИ (а давление также в кг/см^2):

температура T (град. К)

давление P (н/м^2)

плотность ρ (кг/м^3)

скорость звука a (м/сек)

динамический коэффициент вязкости μ ($\text{кг/м} \cdot \text{сек}$).

кинематический коэффициент вязкости ν ($\text{м}^2/\text{сек}$)

ускорение свободного падения g (м/сек^2)

коэффициент теплопроводности λ ($\text{вт/м} \cdot \text{град}$)

число частиц в единице объема n (м^{-3})

длина среднего свободного пробега молекул $\bar{l}$ (м)

высота однородной атмосферы H (м).

Для удобства пользования приводятся соотношения между единицами измерений:

давление: $1 \text{ н/м}^2 = 10,1972 \cdot 10^{-2} \text{ кг/см}^2$

плотность: $1 \text{ кг/м}^3 = 10^{-3} \text{ г/см}^3$

динамический коэффициент вязкости:

$1 \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2 = 10 \text{ пуаз} = 10^3 \text{ сантипуаз}$

коэффициент теплопроводности: $1 \text{ вт/м} \cdot \text{град} =$

$= 2,3866 \cdot 10^{-2} \text{ ккал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град} = 0,8598 \text{ ккал/м} \cdot \text{час} \cdot \text{град}.$

Таблица 24

Основная модель атмосферы Венеры

h , км	r , км	T °K	P , кг/см ²	P , н/м ²	ρ , кг/м ³	n , м ⁻³	g , м/сек ²
—6	6044	797	$1,4 \cdot 10^3$	$1,39 \cdot 10^7$	$8,91 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^{27}$	8,817
—4	6046	781	1,26	1,24	8,13	1,1	8,812
—2	6048	766	1,12	1,10	7,41	1,0	8,806
0	6050	750	$9,93 \cdot 10^1$	$9,74 \cdot 10^6$	6,73	$9,3 \cdot 10^{26}$	8,800
2	6052	734	8,78	8,62	6,09	8,5	8,794
4	6054	718	7,75	7,60	5,51	7,6	8,788
6	6056	702	6,81	6,68	4,96	6,9	8,783
8	6058	686	5,97	5,85	4,46	6,2	8,777
10	6060	670	5,21	5,11	3,99	5,5	8,771
12	6062	654	4,54	4,45	3,57	5,0	8,765
14	6064	637	3,94	3,86	3,18	4,4	8,759
16	6066	621	3,40	3,34	2,82	3,9	8,754
18	6068	604	2,93	2,87	2,50	3,5	8,748
20	6070	587	2,51	2,46	2,20	3,1	8,742
22	6072	570	2,14	2,10	1,94	2,7	8,736
24	6074	553	1,82	1,78	1,69	2,4	8,731
26	6076	536	1,54	1,51	1,48	2,1	8,725
28	6078	519	1,29	1,27	1,28	1,8	8,719
30	6080	502	1,08	1,06	1,11	1,5	8,713
32	6082	484	$8,95 \cdot 10^0$	$8,78 \cdot 10^5$	$9,48 \cdot 10^0$	1,3	8,708
34	6084	466	7,39	7,25	8,18	1,1	8,702
36	6086	448	6,05	5,94	6,96	$9,7 \cdot 10^{25}$	8,696
38	6088	430	4,91	4,82	5,89	8,2	8,690
40	6090	412	3,96	3,88	4,95	6,9	8,685
42	6092	393	3,15	3,09	4,13	5,7	8,679
44	6094	374	2,49	2,44	3,42	4,8	8,673
46	6096	355	1,94	1,90	2,81	3,9	8,668
48	6098	336	1,49	1,46	2,28	3,2	8,662
50	6100	317	1,13	1,11	1,83	2,5	8,656
52	6102	300	$8,40 \cdot 10^{-1}$	$8,24 \cdot 10^4$	1,43	2,0	8,651
54	6104	285	6,17	6,05	1,11	1,5	8,645
56	6106	273	4,46	4,38	$8,37 \cdot 10^{-1}$	1,2	8,639
58	6108	263	3,19	3,13	6,21	$8,6 \cdot 10^{24}$	8,634
60	6110	254	2,25	2,21	4,53	6,3	8,628
62	6112	246	1,57	1,54	3,26	4,5	8,622
64	6114	239	1,08	1,06	2,32	3,2	8,617
66	6116	232	$7,39 \cdot 10^{-2}$	$7,25 \cdot 10^3$	1,63	2,3	8,611
68	6118	225	4,99	4,90	1,13	1,6	8,605
70	6120	218	3,33	3,26	$7,81 \cdot 10^{-2}$	1,1	8,600
72	6122	211	2,19	2,15	5,31	$7,4 \cdot 10^{23}$	8,594
74	6124	204	1,42	1,39	3,57	5,0	8,589
76	6126	197	$9,09 \cdot 10^{-3}$	$8,92 \cdot 10^2$	2,36	3,3	8,583
78	6128	190	5,72	5,61	1,54	2,1	8,577
80	6130	183	3,54	3,47	$9,91 \cdot 10^{-3}$	1,4	8,572
82	6132	176	2,15	2,11	6,26	$8,7 \cdot 10^{22}$	8,566

Таблица 24 (продолжение)

h , км	r , км	T , °К	P , кг/см ²	P , н/м ²	ρ , кг/м ³	n , м ⁻³	g , м/сек ²
84	6134	169	1,28	1,25	3,88	5,4	8,561
86	6136	163	$7,45 \cdot 10^{-4}$	$7,31 \cdot 10^1$	2,34	3,2	8,555
88	6138	157	4,26	4,17	1,39	1,9	8,549
90	6140	153	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^1$	$8,01 \cdot 10^{-22}$	$1,1 \cdot 10^1$	8,544
92	6142	150	1,33	1,30	4,53	$6,3 \cdot 10^{21}$	8,538
94	6144	150	$7,33 \cdot 10^{-5}$	$7,19 \cdot 10^0$	2,50	3,5	8,533
96	6146	151	4,05	3,97	1,37	1,9	8,527
98	6148	157	2,27	2,23	$7,41 \cdot 10^{-5}$	1,0	8,522
100	6150	163	1,30	1,28	4,09	$5,7 \cdot 10^{20}$	8,516
105	6155	178	$3,54 \cdot 10^{-6}$	$3,47 \cdot 10^{-1}$	1,02	1,4	8,502
110	6160	193	1,07	1,05	$2,84 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{19}$	8,489
115	6165	208	$3,55 \cdot 10^{-7}$	$3,48 \cdot 10^{-2}$	$8,73 \cdot 10^{-7}$	1,2	8,475
120	6170	223	1,27	1,25	2,92	$4,1 \cdot 10^{18}$	8,461
125	6175	240	$4,89 \cdot 10^{-8}$	$4,80 \cdot 10^{-3}$	1,05	1,5	8,447
130	6180	262	2,03	1,99	$3,97 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{17}$	8,434
135	6185	291	$9,16 \cdot 10^{-9}$	$8,99 \cdot 10^{-4}$	1,61	2,2	8,420
140	6190	329	4,51	4,43	$7,02 \cdot 10^{-9}$	$9,7 \cdot 10^{16}$	8,406
145	6195	374	2,42	2,37	3,31	4,6	8,393
150	6200	423	1,39	1,37	1,69	2,3	8,379
155	6205	473	$8,55 \cdot 10^{-10}$	$8,32 \cdot 10^{-5}$	$9,26 \cdot 10^{-10}$	1,3	8,366
160	6210	522	5,52	5,41	5,41	$7,5 \cdot 10^{15}$	8,352
165	6215	565	3,69	3,62	3,35	4,6	8,339
170	6220	601	2,54	2,49	2,17	3,0	8,326
180	6230	642	1,27	1,24	1,01	1,4	8,299
190	6240	650	$6,50 \cdot 10^{-11}$	6,38	$5,12 \cdot 10^{-11}$	7,1	8,272
200	6250	650	3,35	3,28	2,64	3,7	8,246
225	6275	650	$6,44 \cdot 10^{-12}$	$6,31 \cdot 10^{-7}$	$5,07 \cdot 10^{-12}$	$7,0 \cdot 10^{13}$	8,180
250	6300	650	1,29	1,26	$9,82 \cdot 10^{-13}$	1,4	8,115
275	6325	650	$2,84 \cdot 10^{-13}$	$2,78 \cdot 10^{-8}$	2,01	$3,1 \cdot 10^{12}$	8,051
300	6350	650	$9,22 \cdot 10^{-14}$	$9,04 \cdot 10^{-9}$	$4,02 \cdot 10^{-14}$	1,0	7,988
325	6375	650	5,48	5,38	$8,95 \cdot 10^{-15}$	$6,0 \cdot 10^{11}$	7,926
350	6400	650	4,43	4,34	3,21	4,8	7,864
375	6425	650	3,91	3,83	2,13	4,3	7,803
400	6450	650	3,54	3,47	1,61	3,9	7,742
425	6475	650	3,24	3,18	1,41	3,5	7,683
450	6500	650	2,98	2,92	1,30	3,3	7,624
475	6525	650	2,74	2,69	1,15	3,0	7,565
500	6550	650	2,54	2,49	1,01	2,8	7,508
550	6600	650	2,18	2,14	$8,33 \cdot 10^{-16}$	2,4	7,394
600	6650	650	1,90	1,86	5,89	2,1	7,284
650	6700	650	1,66	1,63	6,02	1,8	7,175
700	6750	650	1,46	1,43	5,03	1,6	7,069
800	6850	650	1,14	1,12	3,93	1,2	6,865
900	6950	650	$9,00 \cdot 10^{-15}$	8,83	2,94	$9,8 \cdot 10^{10}$	6,668
1000	7050	650	7,23	7,10	2,36	7,9	6,481

Таблица 25

Основная модель атмосферы Венеры

h , км	α , м/сек	μ , н·сек/м ²	ν , м ² /сек	λ , вт/м·град	H , м	$\bar{t}$, м	M
—6	439	$3,52 \cdot 10^{-5}$	$3,95 \cdot 10^{-7}$	$5,82 \cdot 10^{-2}$	17642	$1,3 \cdot 10^{-9}$	43,4
—4	434	3,46	4,25	5,67	17243	1,4	43,4
—2	429	3,39	4,58	5,52	16848	1,5	43,4
0	424	3,33	4,95	5,38	16460	1,6	43,4
2	419	3,27	5,36	5,24	16080	1,8	43,4
4	414	3,21	5,82	5,10	15703	2,0	43,4
6	409	3,14	6,34	4,96	15330	2,2	43,4
8	403	3,08	6,91	4,82	14959	2,4	43,4
10	399	3,02	7,57	4,68	14607	2,7	43,4
12	393	2,96	8,29	4,54	14236	2,9	43,4
14	388	2,90	9,11	4,41	13870	3,3	43,4
16	383	2,83	$1,00 \cdot 10^{-6}$	4,27	13506	3,7	43,4
18	378	2,77	1,11	4,14	13147	4,1	43,4
20	372	2,70	1,23	4,00	12782	4,6	43,4
22	367	2,64	1,36	3,87	12420	5,2	43,4
24	361	2,57	1,52	3,73	12056	5,9	43,4
26	356	2,51	1,70	3,59	11687	6,7	43,4
28	350	2,44	1,90	3,45	11320	7,6	43,4
30	344	2,37	2,13	3,31	10931	8,7	43,4
32	339	2,30	2,42	3,17	10637	$1,0 \cdot 10^{-8}$	43,4
34	332	2,22	2,72	3,03	10187	1,1	43,4
36	325	2,15	3,09	2,88	9804	1,3	43,4
38	319	2,07	3,52	2,74	9415	1,5	43,4
40	312	1,99	4,03	2,59	9021	1,8	43,4
42	305	1,91	4,63	2,44	8619	2,1	43,4
44	297	1,83	5,34	2,29	8211	2,5	43,4
46	290	1,75	6,21	2,14	7804	3,0	43,4
48	282	1,66	7,28	1,99	7395	3,6	43,4
50	274	1,57	8,61	1,84	6990	4,4	43,4
52	267	1,51	$1,05 \cdot 10^{-5}$	1,60	6643	5,5	43,4
54	260	1,43	1,29	1,50	6315	6,9	43,4
56	255	1,37	1,64	1,43	6053	9,0	43,4
58	250	1,32	2,13	1,36	5836	$1,2 \cdot 10^{-7}$	43,4
60	246	1,28	2,82	1,31	5640	1,6	43,4
62	242	1,24	3,80	1,26	5472	2,2	43,4
64	238	1,20	5,20	1,21	5320	3,0	43,4
66	235	1,17	7,16	1,17	5166	4,3	43,4
68	231	1,13	9,97	1,13	5013	6,0	43,4
70	228	1,10	$1,40 \cdot 10^{-4}$	1,08	4858	8,6	43,4
72	224	1,06	1,99	1,04	4705	$1,2 \cdot 10^{-8}$	43,4
74	220	1,02	2,86	$9,96 \cdot 10^{-3}$	4550	1,8	43,4
76	216	$9,84 \cdot 10^{-6}$	4,16	9,53	4395	2,7	43,4
78	212	9,46	6,13	9,11	4241	4,0	43,4
80	208	9,08	9,16	8,68	4085	6,1	43,4
82	204	8,71	$1,39 \cdot 10^{-3}$	8,27	3931	9,5	43,4

Таблица 25 (продолжение)

h , км	α , м/сек	μ , н·сек/м ²	ν , м ² /сек	λ , см/м·град	H , м	$\bar{l}$, м	M
84	200	8,32	2,14	7,85	3775	$1,5 \cdot 10^{-5}$	43,4
86	197	8,01	3,42	7,51	3650	2,4	43,4
88	193	7,68	5,54	7,16	3518	4,0	43,4
90	191	$7,46 \cdot 10^{-6}$	$9,32 \cdot 10^{-3}$	$6,93 \cdot 10^{-3}$	3430	$6,8 \cdot 10^{-5}$	43,4
92	189	7,30	$1,61 \cdot 10^{-2}$	6,76	3365	$1,2 \cdot 10^{-4}$	43,4
94	189	7,30	2,92	6,76	3368	2,2	43,4
96	189	7,35	5,35	6,81	3392	4,0	43,4
98	193	7,68	$1,04 \cdot 10^{-1}$	7,16	3529	7,5	43,4
100	197	8,01	1,96	7,51	3667	$1,4 \cdot 10^{-3}$	43,4
105	206	8,82	8,67	8,40	4011	5,9	43,4
110	214	9,63	$3,39 \cdot 10^0$	9,30	4356	$2,2 \cdot 10^{-2}$	43,4
115	222	$1,04 \cdot 10^{-5}$	$1,19 \cdot 10^1$	$1,02 \cdot 10^{-2}$	4702	7,5	43,4
120					5049		43,4
125					5433		43,4
130					5944		43,4
135					6631		43,4
140					7503		43,4
145					8533		43,4
150					9667		43,4
155					10838		43,4
160					11968		43,4
165					12984		43,4
170					13822		43,4
180					14825		43,4
190					15053		43,4
200					15101		43,4
225					15222		43,4
250					15855		42,0
275					17210		39,0
300					28188		24,0
325					75761		9,0
350					171803		4,0
375					230863		3,0
400					279196		2,5
425					293088		2,4
450					295356		2,4
475					310573		2,3
500					327182		2,2
550					348015		2,1
600					370974		2,0
650					376573		2,0
700					402331		1,9
800					414341		1,9
900					450222		1,8
1000					463272		1,8

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдуевский В. С., Бородин Н. Ф., Кузнецов В. В., Лившиц А. И., Маров М. Я., Мигневич В. В., Рождественский М. К., Соколов В. А., Температура, давление и плотность атмосферы Венеры по данным измерений автоматической межпланетной станции «Венера-4», Докл. АН СССР 179, № 2, 310, 1968.
2. Авдуевский В. С., Завелевич Ф. С., Маров М. Я., Нойкина А. И., Полежаев В. И., Тепловой режим и конвективные движения в низких слоях атмосферы Венеры. В сб. «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, 383—388.
3. Авдуевский В. С., Маров М. Я., Рождественский М. К., Результаты измерений параметров атмосферы Венеры на советской АМС «Венера-4», Космич. исслед. 7, № 2, 233—246, 1969.
4. Авдуевский В. С., Маров М. Я., Рождественский М. К., Результаты измерений на автоматических станциях «Венера-5» и «Венера-6» и модель атмосферы Венеры, Космич. исслед. 8, № 6, 871—881, 1970.
5. Авдуевский В. С., Завелевич Ф. С., Маров М. Я., Нойкина А. И., Полежаев В. И., Численное моделирование лучисто-конвективного теплообмена в атмосфере Венеры, Космич. исслед. 9, № 2, 280—291, 1971.
6. Авдуевский В. С., Маров М. Я., Рождественский М. К., Модель атмосферы Венеры по данным прямых измерений. В сб. «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, 254—261.
7. Авдуевский В. С., Некоторые научно-технические проблемы создания посадочных аппаратов серии «Венера». Доклад на XXIV конгрессе МАФ, Баку, 8—13 октября, 1973.
8. Авдуевский В. С., Маров М. Я., Мошкин Б. Е., Экономов А. П., Результаты прямых измерений освещенности в атмосфере и на поверхности планеты Венера при полете АМС «Венера-8», Докл. АН СССР, 210, № 4—6, 799—802, 1973.
9. Александров Ю. Н., Ржига О. Н., Шаховской А. М., Исследование радиосигналов, переданных советской межпланетной станцией «Венера-7» при посадке на поверхность Венеры, с применением ЦВМ, Космич. исслед. 9, № 6, 904—911, 1971.
10. Аллен К. У., Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
11. Барабашов Н. П., Исследование физических условий на Луне и планетах, Изд. Харьковского ун-та, Харьков, 1952.

12. Башаринов А. Е., Ветухновская Ю. Н., Галактионов В. П., Дроздовская И. Б., Егоров С. Т., Колосов М. А., Кротиков В. Д., Крупенин Н. Н., Кузьмин А. Д., Лодыгин В. А., Малафеев Л. И., Омельченко Е. И., Троицкий В. С., Шапировская Н. Я., Шутко А. М., Щуко О. Б., Результаты наблюдения радиоизлучения планеты Марс по данным эксперимента на АМС «Марс-3», Космич. исслед. 11, № 5, 803—806, 1973.
13. Бейтс Д. Р., Свечение атмосферы, В сб. «Физика верхней атмосферы», под ред. Дж. А. Ратклифа, Физматгиз, М., 1963.
14. Бирюков Ю. Л., Титарчук Л. Г., Об определении характеристик рассеивающих частиц в атмосфере Венеры на основе фотометрических измерений, Космич. исслед. 10, № 4, 576—579, 1972.
15. Бирюков Ю. Л., Панфилов А. С., Титарчук Л. Г., Оценки оптических характеристик атмосферы Венеры применительно к задаче съемки ее облаков и поверхности, В сб. «Космическая иконика», «Наука», 106, 1973.
16. Богомолов А. Ф., Основы радиолокации, «Сов. радио», 1954.
17. Больцман Л., Лекции по теории газов, Гостехиздат, М., 1956.
18. Брент Д., Физическая и динамическая метеорология, Гостехиздат, 1938.
19. Бретшнайдер С. Т., Свойства газов и жидкостей, «Химия», 1966.
20. Бронштэн В. А., Природа Венеры (обзор), Астр. вестник 1, № 1, 4—27, 1967.
21. Ван де Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, М., 1961.
22. «Венера-8». Итоги космического рейса, Правда № 254 (1972), 10 сентября 1972.
23. Ветухновская Ю. Н., Кузьмин А. Д., Кутуза В. Г., Лосовский Б. Я., Саломонович А. Е., Измерение спектра радиоизлучения ночной стороны Венеры в сантиметровом диапазоне волн, Изв. вузов. Радиофизика 6, № 5, 1054—1056, 1963.
24. Ветухновская Ю. Н., Радиоастрономические измерения Венеры и некоторые результаты их интерпретирования на основе данных АМС «Венера-4», Диссертация, ФИАН, 1969.
25. Ветухновская Ю. Н., Кузьмин А. Д., Наумов А. П., Смирнова Т. В., Определение параметров атмосферы Венеры на уровне средней поверхности по радиоастрономическим и радиолокационным измерениям, Астрон. ж. 48, № 1, 146—156, 1971.
26. Ветухновская Ю. Н., Кузьмин А. Д., Лосовский Б. Я., Измерения фазового хода радиоизлучения Венеры на волне 8,2 мм, Астр. ж. 48, № 5, 1033—1037, 1971.
27. Виниченко Н. К., Пинус Н. З., Шметер С. М., Шур Г. Н., Турбулентность в свободной атмосфере. Гидрометеоиздат, Л., 1968.
28. Виноградов А. П., Введение в геохимию океана, «Наука», М., 1967.
29. Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Флоренский К. П., Андрейчиков Б. М., Определение химического состава атмосферы Венеры межпланетной станцией «Венера-4», Докл. АН СССР 179, № 1, 37—40, 1968.

30. *Виноградов А. П.*, Атмосферы планет Солнечной системы, Вестник Московского ун-та, сер. геология, № 4, 3—14, 1969.
31. *Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М.*, Исследование состава атмосферы на автоматических станциях «Венера-5» и «Венера-6», Докл. АН СССР 190, № 3, 552—554, 1970.
32. *Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М., Калинин О. М., Гречищева И. М.*, Химический состав атмосферы Венеры, Космич. исслед. 8, № 4, 578—587, 1970.
33. *Виноградов А. П., Волков В. П.*, О волластонитовом равновесии как механизме, определяющем состав атмосферы Венеры, Геохимия, № 7, 755, 1971.
34. *Виноградов А. П., Сурков Ю. А., Киризов Ф. Ф., Глазов В. Н.*, Содержание естественных радиоактивных элементов в венерианской породе по данным автоматической станции «Венера-8», Геохимия, № 1, 3, 1973.
35. *Власюк М. П., Полежаев В. И.*, Исследование стационарной проникающей конвекции сжимаемого газа в атмосфере, Препринт ИПМ № 46, 1972.
36. *Вуклович М. П., Алтунин В. В.*, Теплофизические свойства двуокиси углерода, Атомиздат, 1965.
37. *Галин В. Я., Лукашевич Н. Л., Фейгельсон Е. М.*, Отражение солнечного света от атмосферы Венеры, Докл. АН СССР 197, № 2, 315—318, 1971.
38. *Гальцев А. П., Одишария М. А.*, Полосы поглощения CO_2 7,2; 7,8; 9,4; 10,4 и 15 мкм при повышенном давлении, Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана 6, № 9, 881—888, 1970.
39. *Гальцев А. П., Осипов В. М.*, Расчет пропускания ИК-полос CO_2 при высоких температурах и давлениях. Система полос 9,4—10,4 мкм, Известия АН СССР, «Физика атмосферы и океана» 7, № 8, 857—870, 1971.
40. *Гермогенова Т. А., Коновалов Н. В.*, Асимптотические характеристики решения уравнения переноса в задаче о неоднородном слое, Ж. вычисл. матем. и матем. физики 14, № 4, 1974.
41. *Гинзбург А. С., Фейгельсон Е. М.*, Некоторые оптические свойства атмосферы Венеры и режим лучистого равновесия, Космич. исслед. 7, № 2, 258—265, 1969.
42. *Гиришфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р.*, Молекулярная теория газов и жидкостей, ИЛ, 1961.
43. *Голицын Г. С.* Оценки некоторых характеристик общей циркуляции в атмосферах планет земной группы, Известия АН СССР, сер. «Физика атмосферы и океана», 4, № 11, 1131—1138, 1968.
44. *Голицын Г. С.*, Теория подобия для крупномасштабных движений планетарных атмосфер, Докл. АН СССР 190, № 2, 323—326, 1970.
45. *Голицын Г. С., Кержанович В. В.*, Взаимное соответствие атмосферных параметров, измеряемых на космическом аппарате, и его скорость спуска, Космич. исслед. 9, № 6, 896—903, 1971.

46. Голыцын Г. С., Введение в динамику планетных атмосфер, Гидрометеиздат, 1973.
47. Грингауз К. И., Безруких В. В., Мусатов Л. С., Бреус Т. К., Плазменные измерения, проведенные вблизи Венеры на космическом аппарате «Венера-4», Космич. исслед. 6, № 3, 411—419, 1968.
48. Грингауз К. И., Бреус Т. К., Сравнительные характеристики ионосфер планет земной группы — Марса, Венеры и Земли, Космич. исслед. 7, № 6, 871—890, 1969.
49. Грэд Г., О кинетической теории разреженных газов, Сб. «Механика», вып. 4, № 71, 61, ИЛ, 1952.
50. Гуди Р., Атмосферная радиация, «Мир», М., 1966.
51. Дейрменджан Д., Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами, «Мир», 1971.
52. Долгинов Ш. Ш., Ерошенко Е. Г., Жузгов Л. Н., Исследование магнитного поля с межпланетной станции «Венера-4», Космич. исслед. 6, № 4, 561—575, 1968.
- 52а. Долгинов Ш. Ш., Ерошенко Е. Г., Жузгов Л. Н., Магнитное поле в окрестности Венеры, В. сб. «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, 283—288.
53. Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Моисеев И. Г., Наумов А. И., Радиоизлучение Венеры и Юпитера на волнах 2 мм и 8 мм. В сб. «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, 352—354.
54. Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Моисеев И. Г., Наумов А. И., Радиоизлучение Венеры и Юпитера на волнах 2,25 и 8 мм, Астр. ж. 46, № 1, 147—151, 1969.
55. Жевакин С. А., Наумов А. П., О коэффициенте поглощения электромагнитных волн водяными парами в диапазоне 10—2 см, Изв. вузов, Радиофизика 6, 674—694, 1963.
56. Зега Э. П. О двухпотоковом приближении в теории переноса излучения, Минск, 1971.
57. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, «Наука», М., 1966.
58. Зилитинкевич С. С., Монин А. С., Туриков В. Г., Чаликов Д. В., Численное моделирование циркуляции венерианской атмосферы, Докл. АН СССР 197, № 6, 1291—1294, 1971.
59. Ивановский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. Г., Кинетическая теория верхней атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1967.
60. Ивановский А. И., Марчевский В. А., Репнев А. И., Трехкомпонентная модель покоящейся атмосферы, Труды ЦАО, вып. 81, 10—26, 1969.
61. Ивановский А. И., Репнев А. И., Швидковский Е. Г., Уравнения гидродинамики для модели покоящейся термосферы, Труды ЦАО, вып. 81, 3, 1969.
62. Излев Л. С., Бурсакова Н. С., Суриков О. М., Измерения распределения атмосферного аэрозоля в приземном слое, Проблемы физики атмосферы № 6, 77—86, изд. ЛГУ, 1968.
- 62а. Истомин В. Г., Маров М. Я., Мизневич В. В., Научные и практические аспекты исследования структуры и вариаций параметров верхней атмосферы Земли, Метеорология и гидрология, № 6, 3 — 9, 1969.

63. *Каргин Б. А., Краснокутская Л. Д., Фейгельсон Е. М.*, Отражение и поглощение лучистой энергии Солнца облачными слоями, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, № 5, 505—517, 1972.
64. *Кастров В. Г.*, Поглощение солнечной радиации в нижней тропосфере, Труды Центр. аэрол. обсерв. № 32, 73, 1959.
65. *Каула У.*, Введение в физику планет земной группы, «Мир», М., 1971.
66. *Кержанович В. В., Андреев Б. П., Готлиб В. М.*, Скорости ветра и турбулентность в атмосфере Венеры, полученные по измерениям доплеровской скорости автоматических межпланетных станций «Венера-4» и «Венера-6», Космич. исслед. 10, № 2, 261—273, 1971.
67. *Кержанович В. В., Маров М. Я.*, Циркуляция и запыленность атмосферы Венеры по измерениям скорости ветра на АМС «Венера-8», Докл. АН СССР 215, № 3, 1973.
68. *Козырев П. А.*, О свечении ночного неба Венеры, Известия Крымской астрофиз. обсерв. 12, 169—176, 1954; Сб. Вопросы астрофизики, Киев, 1965, 12—13.
69. *Койпер Дж.*, Атмосферы Земли и планет, ИЛ, 1951.
70. *Кондратьев К. Я., Филипович О. П.*, Тепловой режим верхних слоев атмосферы, Гидрометеиздат, Л., 1960.
71. *Кондратьев К. Я.*, Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности, Гидрометеиздат, Л., 1969.
- 71а. *Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ивалев Л. С., Никольский Г. А.*, Аэрозольная структура тропосферы и стратосферы, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 5, № 5, 480, 1969.
72. *Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Тимофеева Ю. Н., Хайкин С. Э.*, Радиоастрономические наблюдения Венеры с высокой разрешающей способностью, Докл. АН СССР 149, № 1, 65—67, 1963.
73. *Котельников В. А., Дубровин В. М., Кислик М. Д., Коренберг Е. Б., Минашин В. П., Морозов В. А., Никитский Н. И., Петров Г. М., Ржига О. Н., Шаховской А. М.*, Радиолокационное наблюдение Венеры, Докл. АН СССР 145, № 5, 1035—1038, 1962.
74. *Котельников В. А., Дубровин В. М., Морозов В. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Трунова З. Г., Шаховской А. М.*, Результаты радиолокации Венеры в 1961 г., Радиотехника и электроника 7, № 11, 1860—1872, 1962.
75. *Котельников В. А., Дубровин В. М., Дубинский Б. А., Кислик М. Д., Кузнецов Б. И., Лишин И. В., Морозов В. А., Петров Г. М., Ржига О. Н., Сыцко Г. А., Шаховской А. М.*, Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1962 г., Докл. АН СССР 151, № 3, 532—535, 1963.
76. *Котельников В. А., Александров Ю. Н., Апраксин Л. В., Дубровин В. М., Кислик М. Д., Кузнецов Б. И., Петров Г. М., Ржига О. Н., Францесон А. В.*, Радиолокационные наблюдения Венеры в Советском Союзе в 1964 г., Докл. АН СССР 163, № 1, 50—53, 1965.

77. Котельников В. А., Радиолокация планет, Вестник АН СССР № 2, 39—43, 1964.
- 77а. Краснокутская Л. Д., Фейгельсон Е. М., Расчеты потоков ИК-солнечного излучения в облачной атмосфере, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана 8, № 5, 1972.
78. Красовский В. И., Химия верхней атмосферы, Сб. «Искусственные спутники Земли», изд. АН СССР, вып. 17, 3—18, 1963.
79. Кротиков В. Д., Некоторые электрические характеристики земных пород и их сравнение с характеристиками поверхностного слоя Луны, изв. вузов, Радиофизика 5, № 6, 1057—1061, 1962.
80. Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е., Радиоизлучение Венеры в 8-м диапазоне волн, Астрон. ж. 37, № 2, 297—300, 1960.
81. Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е., Наблюдения радиоизлучения Венеры и Юпитера на волне 8 мм, Астрон. ж. 39, № 4, 660—668, 1962.
82. Кузьмин А. Д., Измерения яркостной температуры освещенной стороной Венеры на волне 10,6 см, Астрон. ж. 42, № 6, 1281—1286, 1965.
83. Кузьмин А. Д., Кларк Б. Дж., Измерение поляризации и распределение яркостной температуры Венеры на волне 10,6 см, Астрон. ж. 43, № 3, 595—617, 1965.
84. Кузьмин А. Д., Радиоастрономические исследования, Диссертация, ФИАН, 1965.
85. Кузьмин А. Д., Дент У., Измерение яркостной температуры и поляризация радиоизлучения Венеры на волне 3,75 см, Астрон. ж. 43, № 3, 692—694, 1966.
86. Кузьмин А. Д., Радиофизические исследования Венеры, ВИНТИ, М., 1967.
87. Кузьмин А. Д., Ветухновская Ю. Н., «Венера-4» и интерпретация радиоастрономических измерений Венеры, Космич. исслед. 6, № 4, 590—597, 1968.
88. Кузьмин А. Д., Наумов А. П., Смирнова Т. В., Оценка содержания аммиака в подоблачной атмосфере Сатурна по радиоастрономическим измерениям, Астр. вестник 6, № 1, 13—18, 1972.
89. Курт В. Г., Шеффер Е. К., Достзвалов С. Б., Исследование ультрафиолетового излучения с АМС «Венера-4», в сб.: «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, 275—278.
90. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М., Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1953.
91. Ломоносов М. В., Явление Венеры на Солнце, наблюденное в Санкт-Петербургской императорской Академии наук, Майя 26 дня 1761 года, Санкт-Петербург, 1761, Полн. собр. соч., Изд-во АН СССР, т. 4, 361—376, 1955.
92. Лукашевич Н. Л., Маров М. Я., Фейгельсон Е. М., Об интерпретации измерений освещенности в атмосфере Венеры. Космич. исслед. 12, № 2, 272—278, 1974.
93. Макдональд Г. Дж. Ф., Движения в верхней атмосфере, Сб. «Геофизика» (Околоземное космическое пространство), под ред. Голицына Г. С., «Мир», 1964, 465.

94. *Маров М. Я.*, О температуре и плотности термосферы в период глубокого минимума солнечной активности, *Космич. исслед.* 6, № 1, 110—118, 1968.
95. *Маров М. Я.*, Атмосфера планеты Венера, *Вестник АН СССР*, 5, 72—81, 1969.
96. *Маров М. Я.*, *Колесниченко А. В.*, Основы математического моделирования планетных атмосфер, Часть I, Система уравнений многокомпонентной гидродинамики для описания нейтральной верхней атмосферы планеты, *Препринт ИПМ, АН СССР, М.*, 1969.
97. *Маров М. Я.*, Физическая структура атмосферы Венеры, *Диссертация, ИПМ, М.*, 1970.
98. *Маров М. Я.*, *Колесниченко А. В.*, Основы математического моделирования планетных атмосфер, Часть II, Система уравнений многокомпонентной плазмы для описания ионосферных процессов, *Препринт ИПМ, АН СССР, № 19, М.*, 1970.
99. *Маров М. Я.*, Модель атмосферы Венеры, *Докл. АН СССР* 196, № 1, 67—70, 1971.
100. *Маров М. Я.*, *Авдеевский В. С.*, *Рождественский М. К.*, *Бородин Н. Ф.*, *Кержанович В. В.*, Предварительные результаты исследования атмосферы Венеры при помощи АМС «Венера-7», *Космич. исслед.* 9, № 4, 570—579, 1971.
101. *Маров М. Я.*, *Колесниченко А. В.*, К вопросу о моделировании гетеросферы планеты, *Геомагнетизм и аэрономия* 11, № 1, 40—50, 1971.
102. *Маров М. Я.*, *Рябов О. Л.*, Модель атмосферы Венеры, *Препринт ИПМ, АН СССР, № 39, М.*, 1972.
103. *Маров М. Я.*, *Авдеевский В. С.*, *Кержанович В. В.*, *Рождественский М. К.*, *Бородин Н. Ф.*, *Рябов О. Л.*, Измерения температуры, давления и скорости ветра в атмосфере Венеры на АМС «Венера-8», *Докл. АН СССР*, 210, № 3, 559—562, 1973.
104. *Маров М. Я.*, *Шари В. П.*, Перенос длинноволнового излучения в нижней атмосфере Венеры, *Препринт ИПМ, АН СССР, № 23*, 1973.
105. *Мартынов Д. Я.*, *Поспергелис М. М.*, Заметка о фотометрическом анализе строения атмосферы Венеры, *Астрон. ж.* 38, № 3, 558—561, 1961.
106. *Мартынов Д. Я.*, О радиусе Венеры, *Астрон. ж.* 39, № 4, 653, 1962.
107. *Мартынов Д. Я.*, Еще раз о радиусе Венеры, *Астр. вестник* 3, № 2, 82—84, 1969.
108. *Матвеев Л. Т.*, Основы общей метеорологии, *Физика атмосферы*, *Гидрометеиздат*, 1965.
109. *Минин И. Н.*, *Соболев В. В.*, К теории рассеяния света в планетарных атмосферах, *Астрон. ж.* 40, № 3, 496—503, 1963.
110. *Милиц И.*, Оценки общей циркуляции в атмосферах Земли и планет, В кн. У. Келлог, К. Саган, «Атмосферы Марса и Венеры», *ИЛ, М.*, 1962.
111. *Михневич В. В.*, *Соколов В. А.*, Модель атмосферы Венеры по результатам прямых измерений температуры и плотности, *Космич. исслед.* 7, № 2, 220—232, 1969.

112. *Монин А. С., Яглом А. М.*, Статистическая гидромеханика, ч. 2, «Наука», М., 1967.
113. *Мороз В. И.*, Инфракрасный спектр Венеры (1—2,5 мкм), Астрон. ж. 40, № 1, 144—153, 1963.
114. *Мороз В. И.*, Новые наблюдения инфракрасного спектра Венеры (λ 1,2 ÷ 3,8 м), Астрон. ж. 41, № 4, 711—719, 1964.
115. *Мороз В. И.*, Фазовый эффект сильных полос поглощения CO₂ в спектре Венеры, Астр. циркуляр № 305, 12 октября 1964.
116. *Мороз В. И.*, Полосы CO₂ и некоторые оптические свойства атмосферы Венеры, Астрон. ж. 44, № 4, 816—827, 1967.
117. *Мороз В. И.*, Физика планет, «Наука», М., 1967.
118. *Мороз В. И., Курт В. Г.*, Атмосфера Венеры (сопоставление результатов астрономических наблюдений и прямого эксперимента), Космич. исслед. 6, № 4, 576—585, 1968.
119. *Мороз В. И.*, Атмосфера Венеры, УФН 104, № 2, 255—296, 1971.
- 119а. *Мороз В. И.*, Полярная тропопауза Венеры, Астрон. ж., 48, № 3, 570—577, 1971.
120. *Мур П.*, Планета Венера, ИЛ. М., 1961.
121. *Николс М.*, Аэрономия, «Мир», М., 1964.
122. *Обухов А. М.*, О распределении энергии в спектре турбулентного потока, Изв. АН СССР, сер. географ. и геофиз. 5, № 4—5, 453, 1941.
123. *Обухов А. М., Голицын Г. С.*, Оценка нижней границы и толщины облачного слоя на Венере, Космич. исслед. 6, № 5, 759—764, 1968.
124. *Обухов А. М., Голицын Г. С.*, Динамика спуска автоматических станций в атмосферах планет как средство контроля данных измерений, Космич. исслед. 7, № 1, 150—155, 1969.
125. *Осипов В. М.*, Теоретическое исследование ИК-спектра CO₂ при высоких температурах и давлениях, Диссертация. 01.051-геофизика, Л., 1971.
126. *Петров Г. М.*, Определение астрономической единицы по радиолокационным наблюдениям планет, проводившимся в Советском Союзе в 1961, 1962 и 1964 гг., Диссертация, ИРЭ, 1968.
127. *Полежаев В. И.*, Численное решение системы двумерных нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа в замкнутой области, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 2, 103—111, 1967.
128. *Полежаев В. И.*, Численное решение двумерных нестационарных уравнений Навье — Стокса сжимаемого газа в замкнутой области, Известия Сибирского отд. АН СССР, сер. технич. наук. 3, № 13, 73—80, 1967.
129. *Полежаев В. И.*, Течение и теплообмен при естественной конвекции газа в замкнутой области после потери устойчивости гидростатического равновесия, Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, 124—129, 1968.
130. *Полежаев В. И., Власюк М. П.*, Модель проникающей конвекции сжимаемого газа в глубокой атмосфере, Докл. АН СССР 201, № 3, 552—555, 1971.

131. Полякова Г. И., Фогель Я. М., Цю Ю-мэй, Спектры свечения разреженных молекулярных газов, возбужденные смешанным пучком протонов и атомов водорода, *Астрон. ж.*, 40, № 2, 351—362, 1963.
132. Прокофьев В. К., Петрова Н. Н., О наличии кислорода в атмосфере Венеры, *Известия Крымской астрофиз. обсерв.* 29, 3—14, 1963.
133. Прокофьев В. К., О наличии кислорода в атмосфере Венеры, II, *Известия Крымской астрофиз. обсерв.* 31, 276—280, 1964.
134. Прокофьев В. К., О наличии кислорода в атмосфере Венеры, III, *Известия Крымской астрофиз. обсерв.* 34, 243—251, 1965.
135. Ржига О. Н., Результаты радиолокации планет, *Космич. исслед.* 7, № 1, 84—91, 1969.
136. Ржига О. Н., Анализ спектра яркостной температуры и структура нижней атмосферы Венеры, *Астрон. ж.* 47, № 3, 566—576, 1970.
137. Розенберг Г. В., Световые характеристики толстых слоев рассеивающей среды с малым удельным поглощением, *Докл. АН СССР*, 145, № 4, 775—777, 1962.
138. Розенберг Г. В., *Сумерки*, Физматгиз, 1963.
139. Розенберг Г. В., Оптические свойства толстых слоев однородной рассеивающей среды, *Сб. «Спектроскопия светорассеивающих сред»*, Минск, 1963.
140. Романова Л. М., Решение уравнения переноса излучения при индикатрисе рассеяния, сильно отличающейся от сферической, *Оптика и спектроскопия* 13, № 3, 429; № 6, 819, 1962.
141. Романова Л. М., Распределение фотонов по пробегам в плоском слое однородной мутной среды, *Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана* 1, № 10, 1014, 1022—1038, 1965.
142. Селезнева Е. С., *Атмосферные аэрозоли*, Гидрометеиздат, Л., 1966.
143. Смирнова Т. В., Радиоастрономические исследования атмосфер Венеры, Юпитера и Сатурна, *Диссертация*, МФТИ, 1973.
144. Смирнова Т. В., Кузьмин А. Д., Оценка содержания водяного пара и аммиака в нижней атмосфере Венеры по радиолокационным измерениям, *Астрон. ж.* 51, № 3, 1974.
145. Соболев В. В., Об оптических свойствах атмосферы Венеры, *Астрон. ж.* 21, № 5, 241—244, 1944.
146. Соболев В. В., *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, 1956.
147. Соболев В. В., Исследование атмосферы Венеры, I, *Астрон. ж.* 41, 97—103, 1964.
148. Соболев В. В., Исследование атмосферы Венеры, II, *Астрон. ж.* 45, № 1, 169—176, 1968.
149. Соболев В. В., *Рассеяние света в атмосферах планет*, «Наука», 1972.
150. Соболев В. В., Оптические свойства атмосферы Венеры, В *сб. Физика Луны и планет*, «Наука», 1972, 391—393.
151. Стрелков Г. М., О тепличном эффекте в атмосфере Венеры, *Космич. исслед.* 4, № 4, 581—591, 1966.
152. Стрелков Г. М., Кухарская Н. Ф., Парниковый эффект в атмосфере Венеры, *Космич. исслед.* 7, № 2, 247—257, 1969.

153. Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М., Калинкина О. М., Гречищева И. М., Шейнин Д. М., Мочалкин А. И., Приборы для исследования состава атмосферы Венеры, использовавшиеся на АМС «Венера-4», «Венера-5», и «Венера-6», Космич. исслед. 8, № 5, 777—783, 1970.
- 153а. Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М., Калинкина О. М., Гречищева И. М., Об облачном слое Венеры, В сб. «Очерки современной геохимии и аналитической химии (к 75-летию акад. А. П. Виноградова)», «Наука», 1970, стр. 17.
154. Сурков Ю. А., Андрейчиков Б. М., Калинкина О. М., О содержании аммиака в атмосфере Венеры по данным автоматической станции «Венера-8», Докл. АН СССР, 213, № 2, 296—298, 1973.
155. Таунс Ч., Шавлов А., Радиоспектроскопия, ИЛ., М., 1959.
156. Тихонов А. Н., О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации, Докл. АН СССР, 151, № 3, 501—504, 1963.
157. Тихонов А. Н., О регуляризации некорректно поставленных задач, Докл. АН СССР 153, № 1, 49—52, 1963.
158. Туриков В. Г., Чаликов Д. В., Расчет общей циркуляции атмосферы планеты Венера, Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 7, № 7, 705—722, 1971.
159. Тургин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С., Исследование методов математической статистики для решения некорректных задач, УФН 102, № 3, 345—386, 1970.
160. Фабелинский И. Л., Молекулярное рассеяние света, «Наука», М., 1965.
161. Фейгельсон Е. М., Радиационные процессы в слоистообразных облаках, «Наука», М., 1964.
162. Фейгельсон Е. М., Спектральное отражение радиации облаками, Труды ГГО, вып. 166, 1964.
163. Фейгельсон Е. М., Лучистый теплообмен и облака, Гидрометеопиздат, 1970.
164. Фейгельсон Е. М., Некоторые оптические свойства атмосферы Венеры и возможности интерпретации фотометрических и поляризационных измерений, Космич. исслед. 10, № 3, 411—422, 1972.
165. Флигль Р., Бузингер Дж., Введение в физику атмосферы, «Мир», М., 1965, стр. 134.
166. Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2-е изд., «Наука», М., 1972.
167. Чандрасекар С., Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
168. Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, ИЛ, М., 1960.
169. Шари В. П., Роль «окон прозрачности» в переносе теплового излучения и лучистом притоке тепла в подоблачной атмосфере Венеры, Препринт ИПМ, АН СССР, № 11, 1974.
170. Шаронов В. В., Таблицы для расчета природной освещенности и видимости, М.—Л., 1945.
171. Шаронов В. В., Природа планет, Физматгиз, М., 1958.
172. Шаронов В. В., Планета Венера, «Наука», 1965.
173. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, Гостехиздат, 1951.

174. Шметер С. М., Физика конвективных облаков, Гидрометеопиздат, Л., 1972.
175. Шулейкин В. В., Материалы по оптике сильно рассеивающей среды, Журнал геофизики 3, 145, 1933.
176. Adamcik J. A., Draper A., The temperature dependence of the Urey equilibrium and the problem of carbon dioxide content in the atmosphere of Venus, Planet. Space Sci., 11, № 11, 1303, 1963.
177. Adams W. S., Dunham M., Absorption bands in the infrared spectrum of Venus, Publ. Astron. Soc. Pacific 44, 243, 1932.
178. Anderson J. D., Null G. W., Thornton C. T., The evaluation of certain astronomical constants from the radio tracking of Mariner II. Celestial Mech. and Astrodyn., N. Y.—London, Acad. Press, 1964, pp. 131—155.
179. Anderson J. D., Efron L., Goldstein R. M., Melbourne W. G., O'Handley D. A., Pease G. E., Tausworthe R. C., Radius of Venus as determined by planetary radar and Mariner V radio tracking data, Astron. J. 73, № 10, pt. 2, 162, 1968.
180. Anderson J. D., Pease G. E., Efron L., Tausworthe R. C., Determination of the mass of Venus and other astronomical constants from the radio tracking of Mariner V, Astron. J. 73, № 2, pt. 2, 1968.
181. Anderson J. D., Efron L., Mass and dynamic oblateness of Venus, Bull. Amer. Astron. Soc. 1, 231—232, 1969.
182. Anderson R. C., Pipes J. G., Broadfoot A. L., Wallace L., Spectra of Venus and Jupiter from 1800 to 3200 Å, J. Atmos. Sci. 26, 874—888, 1969.
183. Arking A., Potter J., The phase curve of Venus and the nature of its clouds, J. Atmos. Sci. 25, № 4, 617—628, 1968.
184. Ash M. E., Shapiro I. I., Smith W. B., Astronomical constants and planetary ephemerides deduced from radar and optical observations, Astron. J. 72, № 3, 338, 1967.
185. Ash M. E., Ingalls R. P., Pettengill G. H., Shapiro I. I., Smith W. B., Slade M. A., Campbell D. B., Dyce R. B., Jurgens R., Thompson T. W., The case of radar radius of Venus, J. Atmos. Sci. 25, № 4, 560—563, 1968.
186. Avduevsky V. S., Marov M. Ya., Rozhdestvensky M. K. Model of the planet Venus based on results of measurements made by the Soviet automatic interplanetary station Venera 4, J. Atmos. Sci., 25, № 4, 537—545, 1968.
187. Avduevsky V. S., Marov M. Ya., Rozhdestvensky M. K. The atmosphere of the planet Venus on the results of the measurements made by the Soviet automatic station Venera 4, Space Research IX, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1968.
188. Avduevsky V. S., Marov M. Ya., Noykina A. I., Polezhaev V. I., Zavelevich F. S., Heat transfer in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci. 27, № 4, 569—579, 1970.
189. Avduevsky V. S., Marov M. Ya., Rozhdestvensky M. K., The tentative model of the atmosphere of the planet Venus based on the results of measurement of space probes Venera 5 and Venera 6, J. Atmos. Sci., 27, № 4, 561—568, 1970.

190. *Avduevsky V. S., Marov M. Ya., Moshkin B. E., Ekonomov A. P.* Venera 8: Measurements of solar illumination through the atmosphere of Venus, *J. Atmos. Sci.* 30, № 6, 1215—1218, 1973.
191. *Bahr J. L., Blake A. J., Carver J. H., Kumar V.* Photoelectron spectra and partial photoionisation cross-sections for carbon dioxide, *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.* 9, 1359, 1959.
192. *Bauer S. J., Hartle R. E., Herman J. R.* Topside wind of Venus and its interaction with the solar wind, *Nature* 225, 533—534, 1970.
193. *Barath F. T., Barrett A. H., Copeland J., Jones D. E., Lilley A. E.* Microwave radiometers, *Science* 139, № 3558, 908, 1963.
194. *Barath F. T., Barrett A. H., Copeland J., Jones D. E., Lilley A. E.* Mariner 2 microwave experiment and results, *Astron. J.* 69, 49, 1964.
195. *Barrett A. H.* Microwave absorption and emission in the atmosphere of Venus, *Astrophys. J.* 133, 281, 1961.
196. *Barrett A. H., Lilley A. E.* Mariner 2 microwave observations of Venus, *Sky and Telescope* 25, № 4, 1—4, 1963.
197. *Barrett A. H., Staelin D. H.* Radio observations of Venus and their interpretations, *Space Sci. Rev.* 3, 109, 1964.
198. *Barth C. A., Pearce J. B., Kelly K. K., Wallace L., Fastie W. G.* Ultraviolet emissions observed near Venus from Mariner 5, *Science* 158, № 3809, 1675, 1967.
199. *Barth C. A.* Interpretation of the Mariner 5 Lyman-alpha measurements, *J. Atmos. Sci.*, 25, № 4, 564—567, 1968.
200. *Barth C. A., Wallace L., Pearse I. B.* Mariner 5 measurement of Lyman-alpha radiation on Venus, *J. Geophys. Res.* 73, 2541, 1968.
201. *Barth C. A.* Paper, presented at the IAGA Inter-Commission symposium on aeronomic ionization processes, Madrid, September, 1969.
202. *Barth C. A., Hord C. W., Pearce J. B., Kelly K. K., Anderson G. P., Stewart A. I.* Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: upper atmosphere data, *J. Geophys. Res.* 76, 2213—2227, 1971.
203. *Barth C. A., Stewart A. I., Hord C. W., Lane A. L.* Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: Mars airglow spectroscopy and variations in Lyman-alpha, *Icarus* 17, 457—468, 1972.
204. *Bariko F., Hanel R. A.* Non-gray equilibrium temperature distributions above the clouds of Venus, *Astrophys. J.* 151, 365—378, 1968.
205. *Basharinov A. E. et al.* Microwave radiometry of Mars from orbiter space probe, *Icarus* 17, № 2, 540—542, 1972.
206. *Bates D. R., Nicolet M.* The photochemistry of atmospheric water vapor, *J. Geophys. Res.* 55, № 3, 301, 1950.
207. *Bates D. R.* The temperature of the upper atmosphere, *Proc. Phys. Soc.* 64, № 3818, 805, 1951.
208. *Bates D. R., Nicolet M.* Ion-atom interchange, *J. Atmos. Terr. Phys.* 18, № 1, 65, 1960.
209. *Bedinger J. F.* Measurements on winds above 200 kilometers, *J. Geophys. Res.* 75, № 3, 683, 1970.

210. *Beebe R. F.*, Ultraviolet clouds on Venus. Observational bias, *Icarus* 17, № 3, 602—607, 1972.
211. *Belton M. J. S.*, *Hunten D. M.*, Water vapor in the atmosphere of Venus, *Astrophys. J.* 146, 307—308, 1966.
212. *Belton M. J. S.*, Theory of the curve of growth and phase effect in a cloudy atmosphere: applications to Venus, *J. Atmos. Sci.* 25, 596—609, 1968.
213. *Belton M. J. S.*, *Broadfoot L. A.*, *Hunten D. M.*, Upper limit to O₂ on Venus, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 582, 1968.
214. *Belton M. J. S.*, *Hunten D. M.*, A search for O₂ on Mars and Venus: A possible detection of oxygen in the atmosphere of Mars, *Astrophys. J.* 153, 963—974, 1968.
215. *Belton M. J.*, *Hunten D. M.*, *Goody R.*, Quantitative spectroscopy of Venus in the region 8000—11000 Å. In: «Atmospheres of Venus and Mars», ed. by J. C. Brandt and M. B. McElroy, pp. 9—97, Gordon and Breach Publishers, New York — London, 1968.
216. *Ben-Reuven A.*, Transition from resonant to nonresonant line shape in microwave absorption, *Phys. Rev. Letts.* 14, 10, 349, 1965.
217. *Berge G. L.*, *Muhleman D. O.*, *Orton G. S.*, High resolution interferometric observations of Venus at three radio wavelengths, *Icarus* 17, № 3, 675—681, 1972.
218. *Blum P.*, *Harris I.*, *Priester W.*, On the physics of the neutral upper atmosphere. Report prepared for the COSPAR International Reference Atmosphere CIRA 1970, Inst. for Space studies, Goddard Space Flight Center, NASA, March 16, 1970.
219. *Boischot A.*, *Ginat M.*, *Kazes I.* Observation du rayonnement de planetes Venus et Jupiter sur 13 cm et 21 cm de longueur d'onde, *Astrophys.* 26, № 4, 385, 1963.
220. *Bottema M.*, *Plummer W.*, *Strong J.*, *Zander R.*, The composition of the Venus clouds and implications for model atmospheres, *J. Geophys. Res.* 70, 4401, 1964; *Astrophys. J.* 140, 1640, 1964.
221. *Boyer Ch.*, Observations à Brazzaville, *Astronomie* 74, 376—378, 1960.
222. *Boyer Ch.*, *Camichel H.*, Observations photographiques de la planète Venus. *Ann. Astrophys.* 24, № 6, 531—535, 1961.
223. *Boyer Ch.*, *Camichel H.*, Étude photographique de la rotation de Venus C. r., *Acad. Sci.* 260, № 3, 809, 1965.
224. *Boyer Ch.*, *Guérin P.*, Étude de la rotation rétrograde, en 4 jours de la couche extérieure nuageuse de Venus, *Icarus* 11, 338—355, 1969.
225. *Boyer Ch.*, *Guérin P.*, Sur les irrégularités de la rotation en 4 jours des taches nuageuses en forme de Y dans la haute atmosphère de Venus et leur corrélation avec la rotation lente du sol, *C. r. Acad. sci.* 273, № 3, B154 — B157, 1971.
226. *Bridge H. S.*, *Lazarus A. J.*, *Snyder C. W.*, *Smith E. J.*, *Davis L.*, *Coleman P. J.*, *Jones D. E.*, Mariner V: Plasma and magnetic fields observed near Venus, *Science* 158, 1669—1673, 1967.
227. *Burch D. E.*, *Crymank D. A.*, *Williams D.*, Total absorptance of carbon dioxide in the infrared, *Appl. Optics* 1, № 6, 759, 1962.

- 227a. *Brönsted J. N.*, Chem. Rev. 5, 231, 1928.
228. *Caldwell J.*, Retrograde rotation of the upper atmosphere of Venus, *Icarus* 17, № 3, 608—616, 1972.
229. *Cameron A. G. W.*, The origin of the atmosphere of Venus and the Earth, *Icarus* 2, № 3, 249, 1963.
230. *Camichel H.*, Observations au Pic-du-Midi, *Astronomie*, 74, 378—381, 1960.
231. *Campbell D. B.*, *Dyce R. B.*, *Ingalls R. P.*, *Pettengill G. H.*, *Shapiro I. I.*, Venus: Topography revealed by radar data. *Science* 175, 514—516, 1972.
232. *Carpenter R. L.*, Study of Venus by CW radar, *Astron. J.* 69, N 1, 2—11, 1964.
233. *Carpenter R. L.*, Study of Venus by CW radar—results of the 1964 conjunction, *Astron. J.* 70, 134, 1965; 71, № 2, 142—152, 1966.
234. *Carpenter R. L.*, A radar determination of the rotation of Venus, *Astron. J.* 75, № 1, 61—66, 1970.
235. *Cess R. D.*, *Ramanathan V.*, Radiative transfer in the atmosphere of Mars and that of Venus above the cloud deck. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 12, № 5, 933—945, 1972.
236. *Chamberlain J. W.*, *Kuiper G. P.*, Rotational temperature and phase variation of the carbon dioxide bands of Venus, *Astrophys. J.* 124, 399, 1956.
237. *Chamberlain J. W.*, Planetary coronal and atmospheric evaporation, *Planet. Space. Sci.* 11, 901, 1963.
238. *Chamberlain J. W.*, The atmosphere of Venus near its cloud tops, *Astrophys. J.* 141, 1184, 1965.
239. *Chamberlain J. W.*, *Mc Elroy M. B.*, Martian atmosphere: an interpretation of the Mariner occultation experiment, *Science* 152, 3718, 1966.
240. *Chamberlain J. W.*, Behavior of absorption lines in a hazy planetary atmosphere, *Astrophys. J.* 159, 1, 137—158, 1970.
241. *Chamberlain J. W.*, *Smith G. R.*, Interpretation of the Venus CO₂ absorption bands, *Astrophys. J.* 160, № 2, 755—765, 1970.
242. *Chase S. C.*, *Kaplan L. D.*, *Neugebauer G.*, The Mariner 2 infrared radiometer experiment. *J. Geophys. Res.* 68, 6157, 1968.
243. *Clark B. G.*, *Spencer C. L.*, Some decimeter observations of Venus during the 1962 conjunction, *Astron. J.* 69, N 1, 59, 1964.
244. *Clark I. D.*, *Noxon J. F.*, Photodissociation of CO₂ on Mars, *J. Geophys. Res.* 75, 7307—7310, 1970.
245. *Clark I. D.*, The chemical kinetics of CO₂ atmospheres, *J. Atmos. Sci.* 28, 847—858, 1971.
246. *Cloutier P. A.*, *McElroy M. B.*, *Michel F. C.*, Modification of the Martian ionosphere by the solar wind, *J. Geophys. Res.* 74, 6215—6228, 1969.
247. *Coffeen D. L.*, Optical polarization of Venus, *J. Atmos. Sci.* 25, 643, 1968.
248. *Coffeen D. L.*, *Cehrels T.*, Wavelength dependence of polarization. XV. Observations of Venus, *Astron. J.* 74, № 3, 433—445, 1969.
249. *Coffeen D. L.*, Wavelength dependence of polarization. XVI. Atmosphere of Venus, *Astron. J.* 74, № 3, 446—460, 1969.

250. *Colegrove F. D., Johnson F. S., Hanson W. B.*, Eddy diffusion and oxygen transport in the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.* **70**, 4931, 1965.
251. *Colegrove F. D., Johnson F. S., Hanson W. B.*, Atmospheric composition in the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.* **71**, 2227, 1966.
252. *Connes P., Connes J., Benedict W. S., Kaplan L. D.*, Traces of HCl and HF in the atmosphere of Venus, *Astrophys. J.* **147**, № 3, 1230—1237, 1967.
253. *Connes P., Connes J., Benedict W. S., Kaplan L. D.*, Carbon monoxide in the Venus atmosphere, *Astrophys. J.* **152**, № 3, 731—743, 1968.
254. *Cruikshank D. P.*, Sulphur compounds in the atmosphere of Venus, II: Upper limit for the abundance of COS and H₂S, *Ariz. Univ. Commun. Lunar Planet. Lab.* **6**, № 3, 199—200, 1967.
255. *Cruikshank D. P., Sill G. T.*, The infrared spectrum of carbon suboxide. Part II: Region 2—25 microns, *Commun. Lunar Planet. Lab.* **6**, № 3, 204—205, 1967.
256. *Cruikshank D. P., Kuiper G. P.*, Sulphur compounds in the atmosphere of Venus: I: An upper limit for the abundance of SO₂, *Ariz. Univ. Commun. Lunar Planet. Lab.* **6**, № 3, 195—198, 1967.
257. *Cruikshank D. P., Thomson A. B.*, On the occurrence of ferrous chloride in the clouds of Venus, *Icarus* **15**, № 3, 497—503, 1971.
258. *Curtis A. R., Goody R. M.*, Thermal radiation in the upper atmosphere, *Proc. Roy. Soc. A.* **236**, 1205, 193, 1956.
259. *Dalgarno A.*, Charged particles in the upper atmosphere, *Ann. Geophys.* **17**, № 1, 16, 1961.
260. *Daniels F. B.*, Theory of radar reflection from the Moon and planets, *J. Geophys. Res.* **66**, № 6, 1781, 1961.
261. *Davidson G. T., Anderson A. D.*, Venus: Volcanic eruptions may cause atmospheric obscuration, *Science* **156**, № 3783, 1729—1730, 1967.
262. *Davis P. A., Vieze W.*, A model computing infrared transmission through atmospheric water vapor and carbon dioxide, *J. Geophys. Res.* **69**, 3785, 1964.
263. *Deardorff J. W., Willis G. E.*, The free-convection temperature profile, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **93**, № 396, 166—175, 1967.
264. *Deardorff J.*, The counter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory, *J. Atmosph. Sci.*, **23**, 503, 1966.
265. *Deardorff J. W., Willis G. E., Lilly D. K.*, Laboratory investigation of non-steady penetrative convection, *J. Fluid Mech.* **35**, pt. 1, 1969.
266. *Deirmendjian D.*, A water cloud interpretation of Venus' microwave continuum, *Icarus* **3**, № 2, 109—120, 1964.
267. *Deirmendjian D.*, Electromagnetic scattering on spherical polydispersions, *Appl. Opt.*, **3**, № 2, 1964.
268. *Deirmendjian D.*, Introductory comments on Venus' lower atmosphere. In: *The atmospheres of Venus and Mars*, ed. by J. C. Brandt and M. B. McElroy, pp. 15—20. Gordon and Breach Sci. Publ., 1968.

269. *De More W. B.*, The efficiency of CO_2 formation in the Mars and Venus atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 4898, 1970.
270. *Dickel J. R.*, 6-cm observations and the microwave spectrum of Venus. *Icarus* 6, № 3, 417—426, 1967.
271. *Dickel J. R.*, *Warnock W. W.*, *Medol W. J.*, Lack of phase variation of Venus, *Nature* 220, № 5173, 1183, 1968.
272. *Dickinson R. E.*, Circulation and thermal structure of the Venusian thermosphere, *J. Atmos. Sci.* 28, 885—894, 1971.
273. *Dickinson R. E.*, Infrared radiative heating and cooling in the Venusian mesosphere. I: Global mean radiative equilibrium, *J. Atmos. Sci.* 29, 1531, 1972.
274. *Dickinson R. E.*, *Ridley E. C.*, Numerical solution for the composition of a thermosphere in the presence of a steady subsolar-antisolar circulation with application to Venus, *J. Atmos. Sci.* 29, 1557, 1972.
275. *Dollfus A.* Étude des planètes par la polarisation de leur lumière, *Suppl. Ann. d'Astrophys.* 4, 1957, 117p.
276. *Dollfus A.*, Polarization studies of planets. In: «Solar System. III (Planets and Satellites)», ed. by G. P. Kuiper and B. N. Middlehurst, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1961.
277. *Dollfus A.*, Synthesis on ultra-violet survey of clouds in Venus atmosphere. In: «Atmospheres of Venus and Mars». C. Brandt and M. B. McElroy, ed., Gordon & Breach Publ. House, New York, 1968.
278. *Dollfus A.*, Détermination optique du diamètre de la planète Vénus, *C. R. Acad. Sc. Paris* 267, Ser. B, 1304, 1968.
279. *Dollfus A.*, New optical measurements of planetary diameters. Part II. Planet Venus, *Icarus* 17, № 1, 104—115, 1972.
280. *Donahue T. M.*, The upper atmosphere of Venus: a review. *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 568—573, 1968.
281. *Donahue T. M.*, Aeronomy of CO_2 atmospheres: a review. *J. Atmos. Sci.* 28, № 6, 895—900, 1971.
282. *Drake F. D.*, 10-cm observations of Venus near superior conjunction, *Publ. NRAO* 1, № 11, 165, 1962.
283. *Drake F. D.*, 10-cm observations of Venus near superior conjunction, *Nature* 195, № 4844, 894, 1962.
284. *Drake F. D.*, Microwave observations of Venus in 1962—1963, *Astron. J.* 69, № 1, 62, 1964.
285. *Driscoll E.*, Our cratered sister planet, *Sci. News.* 104, 72—73, 1973.
286. *Dyce R. B.*, Some radar characteristics of Venus at 430 MHz, *Progr. of Caltech—JPL Lunar and Planetary Conference*, 1965, p. 172—177.
287. *Dyce R. B.*, *Pettengill G. H.*, *Shapiro I. I.*, Radar determination of the rotation of Venus and Mercury, *Astron. J.* 72, № 3, 351, 1967.
288. *Edson J. B.*, The twilight zone of Venus, *Adv. Astr. and Astrophys.* 2, 1—42, 1963.
289. *Edwards D. K.*, *Menard W. A.*, Correlations for absorption by methane and carbon dioxide gases, *Appl. Optics* 3, 847, 1964.
290. *Epstein E. E.*, *Oliver J. P.*, *Soter S. L.*, *Schorn R. A.*, *Wilson W. J.*, Venus: On an inverse variation with phase in the

- 3—4 mm emission during 1965 through 1967, *Astron. J.* **73**, № 4, 271, 1968.
291. *Eshleman V. R., Anderson J. D., Kliore A., Dyce R. B.*, Venus — lower atmosphere not measured, *Science* **162**, 661, 1968.
292. *Evans D. C., Boggess A., Scolnik R.*, The reflectivity of Venus and Jupiter in the middle ultraviolet, *Astron. J.* **70**, 321, 1965.
293. *Evans J. V., Taylor G. N.*, The electron content of the ionosphere in winter, *Proc. Roy. Soc.* **263**, № 1313, 189, 1961.
294. *Evans J. V., Brockelman R. A., Menry J. C., Hude G. M., Kraft L. G., Reid W. A., Smith W. W.*, Radio echo observations of Venus and Mercury at 23 cm wavelength, *Astron. J.* **70**, № 1, 486—501, 1965.
295. *Evans J. V., Brockelman R. A., Dupont E. N., Hanson L. B., Reid W. A.*, Radar observations of Venus, *Astron. J.* **71**, № 9, 897, 1966.
296. *Evans J. V., Ingalls R. P., Rainville L. P., Silva R. R.*, Radar observation of Venus, *Astron. J.* **71**, № 9, 902, 1966.
297. *Evans J. V.*, Variations in the radar cross section of Venus, *Astron. J.* **73**, № 3, 125—134, 1968.
298. *Evans J. V., Ingalls R. P.*, Absorption of radar signals by the atmosphere of Venus, *J. Atmos. Sci.* **25**, № 4, 555—559, 1968.
299. *Faller A. J., Kaylor R.*, Numerical studies of penetrative convective instabilities, *J. Geophys. Res.* **75**, № 3, 1970.
300. *Ferriso C. C.*, High-temperature spectral absorption of the 4.3-micron CO₂ band, *J. Chem. Phys.* **37**, N 9, 1955, 1962.
301. *Ferriso C. C., Ludwig C. B.*, Spectral emissivities and integrated intensities of the 2.7 μ CO₂ band between 1200° and 1800° K, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, № 5, 657—662, 1964.
302. *Ferriso C. C., Ludwig C. B., Thomson A. L.*, Empirically determined infrared absorption coefficients of H₂O from 300 to 3000°K, *J. QSRT* **6**, № 3, 241, 1966.
303. *Fink V., Larson H. P., Kuiper G. P., Poppen R. F.*, Water vapor in the atmosphere of Venus, *Icarus* **17**, 617—631, 1972.
304. *Fjeldbo G., Eshleman V. R.*, Atmosphere of Venus as studied with the Mariner 5 dual radio-frequency occultation experiment, *Radio Science* **4**, № 10, 879—897, 1969.
305. *Fjeldbo G., Kliore A. J., Eshleman R.*, The neutral atmosphere of Venus as studied with the Mariner V. Radio occultation experiments, *Astron. J.* **76**, № 2, 123—140, 1971.
306. *Foster T. D.*, Onset of manifest convection in a layer of fluid with a time-dependent surface temperature, *Phys. Fluids* **12**, № 12, pt. 1, 1969.
307. *Friedman M. P.*, A three-dimensional model of the upper atmosphere, *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, № 250, 1967.
308. *Gale W. A., Sinclair A. C. E.*, Polar temperature of Venus, *Science* **165**, № 3900, 1356—1357, 1969.
309. *Gehrels T., Samuelson R. E.*, Polarization-phase relations for Venus, *Astrophys. J.* **134**, № 3, 1022, 1024, 1961.
310. *Gibson J. E.*, The brightness temperature of Venus at 8,6 mm, *Astrophys. J.* **137**, № 2, 611—619, 1963.

311. *Gierasch P., Goody R.*, An approximate calculation of radiative heating and radiative equilibrium in the Martian atmosphere, *Planet. Space Sci.* 15, 1465, 1967.
312. *Gierasch P. J.*, The four-day rotation in the stratosphere of Venus: a study in radiative driving, *Icarus* 13, № 1, 25—33, 1970.
313. *Gierasch P., Goody R.*, Models of the Venus clouds, *J. Atmos. Sci.* 27, № 2, 224—245, 1970.
314. *Gillett F. C., Low F. J., Stein W. A.*, Absolute spectrum of Venus from 2,8 to 14 microns, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 594—595, 1968.
315. *Gold T., Soter S.*, Atmospheric tides and the resonant rotation of Venus, *Icarus* 11, 356—366, 1969.
316. *Goldreich P., Peal S. J.*, Spin orbit coupling in the Solar system, *Astron. J.* 71, 425—438, 1966.
317. *Goldstein R. M., Carpenter R. L.*, Rotation of Venus: period estimated from radar measurements, *Science* 139, № 3558, 910, 1963.
318. *Goldstein R. M.*, Venus characteristics by Earth-based radar, *Astron. J.* 69, № 1, 12, 1964.
319. *Goldstein R.*, Preliminary Venus radar results, *J. Res. Nat. Bur. Standards* 69D, 1623, 1965.
320. *Goldstein R. M., Rumsey H. C.*, A radar image of Venus, *Icarus* 17, № 3, 699—703, 1972.
321. *Goody R. M., Robinson A. R.*, A discussion of the deep circulation of the atmosphere of Venus, *Astrophys. J.* 146, 339—355, 1966.
322. *Goody R. M., Belton M. J. S.*, Radiative relaxation times for Mars, a discussion of Martian atmospheric dynamics, *Planet. Space Sci.* 15, 247—256, 1967.
323. *Goody R., McCord T.*, Continued search for the Venus airglow, *Planet. Space Sci.* 16, 343—351, 1968.
324. *Goody R., Robinson A.*, The deep circulation. Report presented at the 4th Arizona Conference on Planetary atmospheres, Tucson, 2—4 March, 1970.
325. *Goody R. M.*, Motions of planetary atmospheres, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 7, 303—352, 1969. Русск. пер. в сб. «Исследования атмосфер Марса и Венеры», под ред. К. Я. Кондратьева, Гидрометеиздат, Л., 1970.
326. *Gordon J. J., Jauncey, D. L., Yerbury M. J.*, The brightness temperature of Venus at 70 centimeters, *Astrophys. J.* 183, № 3, 1035—1080, 1973.
327. *Gray L. D.*, On the amount of carbon dioxide in the atmosphere of Venus, I. *Icarus* 8, 518, 1968.
328. *Gray L. D., Schorn R. A.*, High-dispersion spectroscopic observations of Venus. I. The carbon dioxide bands near 1 micron, *Icarus* 8, 409—422, 1968.
329. *Griffin P. H., Thornton D. D., Welch W. J.*, The microwave spectrum of Venus in the frequency range 18—36 Gc/sec, *Icarus*, 6, 175, 1967.
330. *Guinot B.*, Mesures de la rotation de Venus, *Compt. Rend.* 260, 431, 1965.
331. *Hanel R., Forman M., Stambach G., Meilleur T.*, Preliminary results of Venus observations between 8 and 13 microns, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 586—593, 1968,

332. *Hansen J. E., Matsushima S.*, The atmosphere and surface temperature of Venus: a dust insulation model, *Astrophys. J.* 150, 1139, 1967.
333. *Hansen J. E., Cheyney H.*, Near-infrared reflectivity of Venus and ice clouds, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 629—633, 1968.
334. *Hansen J. E., Cheyney H.*, Comments: «On the composition of the Venus clouds», *J. Geophys. Res.* 73, 6136, 1968.
335. *Hansen J. E., Pollack J.*, Near-infrared light scattering by terrestrial clouds, *J. Atmos. Sci.* 27, № 2, 265—281, 1970.
336. *Hansen J. E., Arking A.*, Clouds of Venus: evidences for their nature, *Science* 171, № 3972, 669—672, 1971.
337. *Hansen J. E.*, Information contained in the intensity and polarization of scattered sunlight, *Inst. for Space Studies Rpt.*, September, 1972.
338. *Hapke B.*, Venus clouds: a dirty hydrochloric acid model, *Science* 175, 748, 1972.
339. *Harris I., Priester W.*, Time dependent structure of the upper atmosphere, *J. Atmos. Sci.* 19, 286, 1962.
340. *Harris I., Priester W.*, On the diurnal variation of the upper atmosphere, *J. Atmos. Sci.* 22, 3, 1965.
341. *Harris I.*, Horizontal energy transport in the thermosphere, *Transactions AGU* 47, 459, 1966.
342. *Harris I., Priester W.*, The structure of the thermosphere and its variations, *Meteorological monographs* 9, 72, 1968.
343. *Henry R. J. W., McElroy M. B.*, Photoelectrons in planetary atmospheres. In: «The atmospheres of Mars and Venus», New York, Gordon and Breach, 251—279, 1968.
344. *Herman J. R., Hartle R. E., Bauer S. J.*, The dayside ionosphere of Venus, *Planet. Space Sci.* 19, 443—460, 1971.
345. *Hess S. L.*, The hydrodynamics of Mars and Venus. In: «The atmospheres of Mars and Venus», ed. by J. C. Brandt and M. B. McElroy, pp. 109—131. Gordon and Breach, New York, 1968.
346. *Ho W., Kaufman I. A., Thaddeus P.*, Laboratory measurement of microwave absorption in model of atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.* 71, 5091, 1966.
347. *Hogan J. S., Stewart R. W.*, Exospheric temperatures on Mars and Venus, *J. Atmos. Sci.* 26, 332, 1969.
348. *Howard I. N., Burch D. E., Williams D.*, Infrared transmission of synthetic atmospheres, I—IV. *J. Opt. Soc., Am.* 46, 186—190, 237—245, 334—338, 452—455, 1956.
349. *Hughes M. P.*, Planetary observations at a wavelength of 6 cm, *Planetary Space Sci.* 14, № 10, 1017, 1965.
350. *Hunten D. M., McElroy M. B.*, The upper atmosphere of Venus: the Regulus occultation reconsidered, *J. Geophys., Res.* 73, 4446, 1968.
351. *Ingersoll A. P., Leovy C. B.* The atmospheres of Mars and Venus, «Annual Review of Astronomy and Astrophysics» (Leo Goldberg, Ed.), 9, 147—182, Palo Alto, Calif., 1971.
352. *Ingalls R. P., Evans J. V.*, Scattering properties of Venus at 3,8 cm, *Astron. J.* 74, 258, 1969.

353. *Irvine W. M.*, Multiple scattering by large particles, *Astrophys. J.* **142**, 1563, 1965.
354. *Irvine W. M.*, Monochromatic phase curves and albedo for Venus, *J. Atmos. Sci.* **25**, № 4, 610—616, 1968.
355. *Irvine W.*, *Simon T.*, *Menzel D.*, *Pikoos C.*, *Young A.*, Multicolor photoelectric photometry of the brighter planets. III. Observations from Boyden Observatory, *Astron. J.* **73**, № 9, 807, 1968.
356. *Irvine W. M.*, *Pollack J. B.*, Infrared properties of water and ice spheres, *Icarus* **8**, 324—360, 1968.
357. *Irvine W. M.*, Multiple scattering by large particles II. Optically thick layers, *Astrophys. J.* **152**, 823, 1968.
358. *Irvine W. M.*, Diffuse reflection and transmission of cloud and dust layers, *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer* **8**, 471, 1968.
359. *James J. C.*, *Ingalls R. P.*, *Rainville L. P.*, Radar echoes from Venus at 38 Mc/sec, *Astron. J.* **72**, № 8, 1047, 1967.
360. *Janssen M. A.*, *Hills R. E.*, *Thornton D. D.*, *Welch W. J.*, Venus: new microwave measurements show no atmospheric water vapor, Preprint, 1973.
361. *Jastrow R.*, *Rasool S. I.*, Radiative transfer in the atmosphere of Venus and Mars. *Space Research*, **3** (Proceedings of the COSPAR Symposium, W. Priester, ed.), North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1036, 1963.
362. *Jeffreys H.*, The instability of a compressible fluid heated from below, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **20**, 170, 1930.
363. *Jenkins E. B.*, *Morton D. C.*, *Sweigart A. V.*, Rocket spectra of Venus and Jupiter from 2000 to 3000 Å, *Astrophys. J.* **157**, 913—924, 1969.
364. *Johnson F. S.*, Temperature distribution of the ionosphere under the control of thermal conductivity, *J. Geophys. Res.* **61**, 71, 1956.
365. *Johnson F.*, Temperature in the high atmosphere, *Ann. Geophys.* **14**, 1, 1958.
366. *Jones D. E.*, The microwave temperature of Venus, *Planet. Space. Sci.* **5**, № 2, 166, 1961.
367. *Jones D. E.*, *Wrathall D. M.*, *Meredith B. L.*, Spectral observations of Venus in the frequency interval 185.5—24.0 GHz, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **84**, № 499, 435—442, 1972.
368. *Junge Ch.*, The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere, *J. Meteorol.* **12**, № 1, 13, 1955.
369. *Jurgens R. F.*, Some preliminary results of the 70 cm radar studies of Venus, *Radio Sci.* **5**, № 2, 435—442, 1970.
370. *Kalaghan P. M.*, *Wulfsberg K. N.*, *Telford L. E.*, Observations of the phase effect of Venus at 8.6 mm wavelength, *Astron. J.* **73**, № 10, pt. 1, 1969.
371. *Kaplan L. D.*, A new interpretation of the structure and CO₂ content of the Venus atmosphere, *Planetary Space Sci.* **8**, № 1, 23, 1961.
372. *Karp D.*, *Morrow W. E.*, *Smith W. B.*, Radar observations of Venus, *Icarus* **3**, № 5—6, 473, 1964.
373. *Kellerman K. I.*, Radio observations of Mercury, Venus, Mars, Saturn and Uranus, *Radio Science* **69-D**, № 12, 1574, 1965.

374. *Kellerman K. I.*, The thermal radio emission from Mercury, Venus, Mars, Saturn and Uranus, *Icarus* 5, 478, 1966.
375. *Kellerman K. I.*, *Pauliny-Toth I. I. K.*, *Williams P. J. S.*, The spectra of radio sources in the revised 3C Catalogue, *Astrophys. J.* 157, № 1, Pt. 1, 1—34, 1969.
376. *Kellermann K. I.*, *Pauliny-Toth I. I. K.*, Observations of the radio emission of Uranus, Neptune, and other planets at 1.9 cm, *Astrophys. J.* 145, № 3, 954—957, 1966.
377. *Kerzhanovich V. V.*, *Marov M. Ya.*, *Rozhdestvensky M. K.*, Data on dynamics of the subcloud Venus atmosphere from Venera spaceprobe measurements, *Icarus* 17, 659, 1972.
378. *Kerzhanovich V. V.*, *Marov M. Ya.*, *Rozhdestvensky M. K.*, *Lysov V. P.*, Dynamics of the Venus atmosphere from Venera 8 spaceprobe measurements, Report presented at XVI-th COSPAR meeting, Konstanz, FRG, May 1973.
379. *King-Hele D. G.*, *Scott D. W.*, *Walker D. M. C.*, Upper-atmosphere rotational speed and its variation with height, Royal Aircraft Establishment Technical Report 69263, Nov. 1969.
380. *Klemperer W. K.*, *Ochs G. R.*, *Bowles K. L.*, Radar echoes from Venus at 50 Mc/sec, *Astron. J.* 68, № 1, 22, 1964.
381. *Klepczynski W. J.*, *Seidelman P. K.*, *Dunkombe R. L.*, The masses of the principal planets, *Advances in the Astronautical Sci.* 29, p. 1, 133—170, 1971.
382. *Kliore A.*, *Cain D. L.*, *Levy G. S.*, *Fjeldbo G.*, *Rasool S. I.*, Structure of the atmosphere of Venus derived from Mariner V S-band measurements, *Space Research IX*, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1968.
383. *Knuckles C. F.*, *Sinton M. K.*, *Sinton W. M.*, UBV photometry of Venus, *Lowell Obs. Bull.* 5, 153, 1961.
384. *Knudsen W. C.*, *Anderson A. D.*, He^4 and Ar^{40} in Cytherean atmosphere, *J. Geophys. Res.* 74, 24, 5629—5641, 1969.
385. *Kondratiev K. Ya.*, *Nicolsky G. A.*, *Badinov I. K.*, *Andreiev E. D.*, Direct solar radiation up to 30 km and stratification of attenuation components in the stratosphere, *Appl. Optics* 6, № 2, 197, 1967.
386. *Kotelnikov V. A.*, Radar contact with Venus, *J. Brit. I. R. E.* 22, № 4, 293, 1961.
387. *Kuiper G.*, Determination of the pole of rotation of Venus, *Astrophys. J.* 120, 603, 1954.
388. *Kuiper G. P.*, Infrared spectra of stars and planets, I: Photometry of the infrared spectrum of Venus, 1—2.5 microns, *Comm. Lunar Planet. Lab.*, 1 (15), 83, 1962.
389. *Kuiper G. P.*, *Forbes F.*, High altitude spectra from NASA CV 990 Jet. I: Venus, 1—2.5 microns, resolution 20 cm, *Commun. Lunar Planet. Lab.* 6, № 95, 177—189, 1967.
390. *Kuiper G. P.*, *Sill G. T.*, *Cruikshank D. P.*, The infrared spectrum of carbon suboxide. Part I: Region 1—2.5 microns, *Commun. Lunar Planet. Lab.* 6, № 99, 201, 1967.
391. *Kuiper G. P.*, Results of recent high altitude flights. Paper presented at the Second Arizona Conference on Planetary Atmospheres, Tucson, 11—13 March, 1968.

392. *Kuiper G. P.*, Infrared spectra of Venus from high altitude aircraft, Краткое сообщение на XII собрании КОСПАР, Прага, 1969.
393. *Kuiper G. P.*, *Forbes F.*, *Steinmetz D.*, *Mitchell R.*, Commun. Lunar Planet. Lab. 6, № 100 209, 1968—69.
394. *Kuiper G. P.*, On the nature of the Venus clouds. In «Planetary Atmospheres, IAU Symposium No 40» (C. Sagan, T. C. Owen and H. J. Smith, Eds.). D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1969.
395. *Kurt V. G.*, *Dostovalow S. B.*, *Sheffer E. K.*, The Venus far ultraviolet observations with Venera 4, J. Atmos. Sci. 25, 668, 1968.
396. *Law S. E.*, *Staelin D. H.*, Measurements of Venus and Jupiter near 1-cm wavelength, Astrophys. J. 154, № 3, pt. 1, 1077, 1968.
397. *Lawrence G. M.*, Photodissociation of CO₂ to produce CO (a³Π), J. Chem. Phys. 56, 3435, 1972.
398. *Leovy C. B.*, *Pollack J. B.* A first look at atmospheric dynamics and temperature variations on Titan, Icarus 19, № 2, 195—201, 1973.
399. *Lewis J. S.*, Composition and structure of the clouds of Venus, Astrophys. J. 152, L79-L83, 1968.
400. *Lewis J. S.*, Geochemistry of the volatile elements on Venus, Icarus 11, 367, 1969.
401. *Lewis J. S.*, Venus: Atmospheric and lithospheric composition, Earth Planet. Sci. Lett. 10, 73, 1970.
402. *Lewis J. S.*, Refractive index of aqueous HCl solutions and the composition of the Venus clouds, Nature 230, № 5292, 295—296, 1971.
403. *Lloyd K. H.*, *Low C. H.*, *Mc Araney B. J.*, *Rees D.*, *Roger R. G.*, Thermospheric observations combining chemical seeding and ground-based techniques.— I. Winds, turbulence and the parameters of the neutral atmosphere, Planet. Space Sci. 20, 5, 761. 1972.
404. *Ludwig C. B.*, *Ferriso C. C.*, *Malkums W.*, *Boynton F. P.*, High-temperature spectra of the pure rotational band of H₂O, J. QSRT 5, 697, 1965.
405. *Ludwig C. B.*, *Ferriso C. C.*, *Abeyta C. N.*, Spectral emissivities and integrated intensities of the 6.3-fundamental band of H₂O, J. QSRT 5, № 2, 281, 1965.
406. *Lyot B.*, Recherches sur la polarization de la lumiere des planetes et de quelques substances terrestres. Ann. Obs. Paris (Meudon) 8, 161, 1926
407. *Malkums W.*, Infrared emissivity of carbon dioxide (4,3 μ), J. Opt. Soc. of America, 1963.
408. Mariner Stanford Group. Venus: Ionosphere and atmosphere as measured by dual-frequency radio occultation of Mariner V, Science 158, № 3809, 1678, 1967.
409. *Maron I.*, *Luchak G.*, *Blitzstein W.*, Radar observation of Venus, Science 134, № 3488, 1418, 1961.
410. *Marov M. Ya.*, *Alferov A. M.*, Structure and motion of the thermosphere deduced from satellite drag, Space Res. 12, Akademie-Verlag, Berlin, 1972, 823—840.

411. *Marov M. Ya., Kolesnichenko A. V.*, On the simulation of the heterosphere of the planet. Comparison of the Earth and Venus thermospheres. Report submitted at XII Assembly of International Association of Geomagnetism and Aeronomy, Madrid, Spain, 1969.
412. *Marov M. Ya.*, Venus: A perspective of the beginning of planetary exploration, *Icarus* 16, 415, 1972.
413. *Marov M. Ya., Alpherov A. M.*, Diurnal variations in the thermosphere, *Space Research XII*, Academie-Verlag, Berlin, 1972, 337—341.
414. *Marov M. Ya., Avduvsky V. S., Kerzhanovich V. V., Rozhdestvensky M. K., Borodin N. F., Ryabov O. L.*, Venera 8: Measurements of temperature, pressure and wind velocity on the illuminated side of Venus, *J. Atmos. Sci.* 30, № 6, 1210—1214, 1973.
415. *Marov M. Ya., Avduvsky V. S., Borodin N. F., Ekonomov A. P., Kerzhanovich V. V., Lysov V. P., Moshkin B. E., Rozhdestvensky M. K., Ryabov O. L.*, Preliminary results on the Venus atmosphere from the Venera 8 descent module, *Icarus* 20, 407—424, 1973.
416. *Mayer C. H., McCullough T. P., Sloanaker R. M.*, Observations of Venus at 3.15 cm wavelength, *Astrophys. J.* 127, № 1, 1—10, 1958.
- 416a. *McConnell J. C., McElroy M. B.*, Excitation processes for Martian airglow, *J. Geophys. Res.* 75, № 34, 7290—7293, 1970.
417. *McCullough T. P., Boland J. W.*, Observations of Venus at 2.07 cm, *Astron. J.* 69, № 1, 68, 1964.
418. *McCullough T. P.*, Phase dependence of the 2.7 cm wavelength radiation of Venus, *Icarus* 16, 310—313, 1972.
419. *McElroy M. B.*, The upper atmosphere of Mars. *Astrophys. J.* 150, 1125, 1967.
420. *McElroy M. B.*, The upper atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.* 73, 1513, 1968.
421. *McElroy M. B.*, The upper atmosphere of Venus in light of the Mariner 5 measurements, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 574, 1968.
422. *McElroy M. B.*, Structure of the Venus and Mars atmosphere, *J. Geophys. Res.* 74, № 1, 29—41, 1969.
423. *McElroy M. B., Strobel D. F.*, Models for the nighttime Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.* 74, 1118, 1969.
424. *McElroy M. B., Hunten D. M.*, The ratio deuterium to hydrogen in the Venus atmosphere, *J. Geophys. Res.* 74, 1720, 1969.
425. *McElroy M. B.*, Ionization processes in the atmospheres of Venus and Mars. Preprint of the Kitt Peak National Observatory, Tucson, Arizona, 1970.
426. *McElroy M. B., Hunten D. M.*, Photochemistry of CO₂ in the atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.* 75, 1188—1201, 1970.
427. *McElroy M. B., McConnell J. C.*, Dissociation of CO₂ in the Martian atmosphere, *J. Atmos. Sci.* 28, 879—884, 1971.
428. *Melbourne N. G., Muhleman D. O., O'Handley D. A.*, Radar determination of the radius of Venus, *Science* 160, 987, 1968.
429. *Mintz Y.*, Temperature and circulation of the Venus atmosphere. *Planetary Space Sci.* 5, 141, 1961.

430. *Moos H. W., Fastig W. G., Bottema M.*, Rocket measurement of ultraviolet spectra of Venus and Jupiter between 1200 and 1800 Å, *Astrophys. J.* 155, 887—897, 1969.
431. *Moos H. W., Rottman G. I.*, O I and H I emissions from the upper atmosphere of Venus, *Astrophys. J.* 169, 6127, 1971.
432. *Morris E. C., Parsons R. W.*, Microwave absorption by gas mixtures at pressures up to several hundred bars, *Austr. J. Phys.* 23, 335, 1970.
433. *Morrison D.*, Venus: absence of a phase effect at a 2-centimeter wavelength, *Science* 163, № 3869, 815, 1969.
434. *Muhleman D. O., Berge G. L., Orton G. S.* The brightness temperature of Venus and the absolute flux-density scale at 608 MHz, *Astrophys. J.* 183, № 3, 1081—85, 1973.
435. *Murray B. C., Wildey R. L., Westphal J. A.*, Infrared photometric mapping of Venus through the 8-to 14-micron atmospheric window, *J. Geophys. Res.* 68, 4813, 1963.
436. *Musman S.*, Penetrative convection, *J. Fluid Mech.* 31, pt. 2, 1968.
437. *Newkirk G.*, The airglow of Venus, *Planet. Space Sci.* 1, 32—36, 1959.
438. *Nicolet M.*, La thermosphère, *Ann. géophys.* 15, N 1, 1, 1959.
439. *Ohring G., Mariano J.*, The effect of cloudiness on a greenhouse model of the Venus atmosphere, *J. Geophys. Res.* 69, 165, 1964.
440. *Öpik E. J.*, The aeolosphere and atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.* 66, 2807, 1961.
441. *Ostriker J. P.*, Radiative transfer in a finite gray atmosphere, *Astrophys. J.* 138, № 1, 281, 1963.
442. *Owen T.*, A search for minor constituents in the atmosphere of Venus, *J. Atmos. Sci.* 25, 583—585, 1968.
443. *Owen T., Mason H. P.*, Spectroscopic studies of the atmospheres of Mars and Venus. Paper presented at the Symposium on the Physics of the Moon and planets, Kiev, 15—22. Oct. 1968. Сб. «Физика Луны и планет», 330—334, «Наука», 1972.
444. *Owen T., Sagan C.*, Minor constituents in planetary atmospheres: ultraviolet spectroscopy from the Orbiting Astronomical Observatory. *Icarus* 16, № 3, 557—568, 1972.
445. *Palmer C. H.*, Experimental transmission functions for the pure rotation band of water vapor, *J. Opt. Soc. Amer.* 50, 1232, 1960.
446. *Pettengill G. H., Price R.*, Radar echoes from Venus and a new determination of the solar parallax. *Planet. Space Sci.* 5, № 1, 71, 1961.
447. *Pettengill G. H., Briscoe H. W., Evans J. V., Gehrels E., Hyde G. M., Kraff L. G., Price R., Smith W. B.*, A radar investigation of Venus, *Astron. J.* 67, № 4, 181, 1962.
448. *Pettengill G. H.*, Radar observations of Venus. *Space Res.* III, North-Holland Publ. Co., 1963.
449. *Pettengill G. H., Dyce R. B., Sancher A.*, Radar measurements on the Arecibo 1000-foot antenna. Report at the 45th Annual Assembly of the American Geoph. Union, Washington, April, 1964.

- 450. *Pettit E., Nicholson S.*, Temperatures of the light and dark sides of Venus, Publ. Astron. Soc. Pacif. 67, № 398, 293, 1955.
- 451. *Plass G. N., Wyatt V. R.*, Carbon dioxide absorption for path lengths applicable to the atmosphere of Venus, Aeronutronic Publication No. U 1844, 1962.
- 452. *Plass G. N., Stull V. R.*, Carbon dioxide absorption for path lengths applicable to the atmosphere of Venus, J. Geophys. Res., 68, N 5, 1355—1363, 1963.
- 453. *Plass G. N., Kattawar G. W.*, Calculations of reflected and transmitted radiance for Earth's atmosphere, Appl. Opt. 7, 361, 1968.
- 454. *Plummer W. T.*, Infrared reflectivity of frost and the Venus clouds, J. Geophys. Res. 74, 3331, 1969.
- 455. *Plummer W. T.*, The Venus spectrum: new evidence for ice, Icarus 12, № 2, 233—237, 1970.
- 456. *Plummer W. T.*, Venus clouds: infrared reflectivity of several suggested materials, Preprint, 1970.
- 457. *Pollack J. B.*, A nongray calculation of the runaway greenhouse: implication for Venus, past and present. Preprint of Space Sci. Division Ames Research Center, NASA, Mossett Field, California, 1971.
- 458. *Pollack J. B., Sagan C.*, The microwave phase effect of Venus, Icarus 4, № 1, 62—103, 1965.
- 459. *Pollack J. B., Sagan C.*, The infrared limb darkening of Venus, J. Geophys. Res. 70, № 18, 4403—4426, 1965.
- 460. *Pollack J. B., Sagan C.*, A critical test of the electrical discharge model of the Venus microwave emission, Astrophys. J. 150, 699, 1967.
- 461. *Pollack J. B., Sagan C.*, The case for ice clouds on Venus, J. Geophys. Res. 73, 5943—5949, 1968.
- 462. *Pollack J. B.*, Temperature structure of non-gray planetary atmospheres, Icarus 10, 301—313, 1969.
- 463. *Pollack J. B.*, A non-gray CO₂ — H₂O greenhouse model of Venus, Icarus 10, 314, 1969.
- 464. *Pollack J. B., Morrison D.*, Venus: determination of atmospheric parameters from the microwave spectrum, Icarus 12, № 3, 376—390, 1970.
- 464a. *Pollack J. B., Erickson E. F., Witteborn F. C., Chackerian C., Jr., Summers A. L., Van Camp W., Baldwin B. J., Augason G. C., Caroﬀ L. J.*, Aircraft observations of Venus' near-infrared reflection spectrum: implications for cloud composition. NASA — Ames Research Center, SSD preprint, 1974.
- 465. *Price R., Green P. E., Gobllick T. J., Kingston R. H., Kraft L. G., Pettengill G. H., Silver R., Smith W. B.*, Radar echoes from Venus, Science 129, № 3351, 751—753, 1959.
- 466. *Priestley C. H. B.*, Buoyant motion in a turbulent environment, Austral. J. Phys. 6, № 3, 1953.
- 467. *Rasool S. I.*, The structure of Venus clouds — summary, Radio Sci. 5, N 2, 367—368, 1970.
- 468. *Rasool S. I., De Bergh C.*, The runaway greenhouse and the accumulation of CO₂ in the Venus atmosphere, Nature 226, № 5250, 1037—1039, 1970.

469. *Rea D. G., O'Leary B. T.*, On the composition of the Venus clouds, *J. Geophys. Res.* 73, № 2, 665—675, 1968.
470. *Reeves R. R., Mannella G., Harbeck P.*, Rate of recombination of oxygen atoms, *J. Chem. Phys.* 32, 632, 1960.
471. *Richter K. R.*, Enhanced microwave absorption in the lower atmosphere of Venus, *Radio Sci.* 7, № 4, 443—447, 1972.
472. *Rogers A. E. E., Hagfors T., Brockelman R. A., Ingalls R. P., Levine J. I., Pettengill G. H., Weinstein F. S.*, A radar interferometer study of Venus at 3.8 cm. Lincoln Lab. Techn. Report N 444, Mass. Inst. Technol., 1968.
473. *Rogers A. E., Ingalls R. P.*, Radar mapping of Venus with interferometric resolution of the range—doppler ambiguity, *Radio Sci.* 5, № 2, 425—433, 1970.
474. *Rogers A. E. E., Ingalls R. P., Rainville L. P.*, The topography of a swath around the equator of the planet Venus from the wavelength dependence of the radar cross section, *Astron. J.*, 77, № 1, 100—103, 1972.
475. *Ross F. E.*, Photographs of Venus, *Astrophys. J.* 68, 57, 1928.
476. *Rubey W. W.*, Geologic history of sea water: an attempt to state the problem, *Bull. Geol. Soc. America* 62, 1111, 1951.
477. *Sagan C.*, The radiation balance of Venus, *Calif. Inst. of Tech. Rept.* 32—24 (abstract in: *Astron. J.* 65, № 6, 352—353, 1960).
478. *Sagan C.*, Structure of the lower atmosphere of Venus, *Icarus* 1, 151, 1962.
479. *Sagan C., Pollack J. B.*, Anisotropic nonconservative scattering and the clouds of Venus, *J. Geophys. Res.* 72, № 2, 469, 1967.
480. *Sagan C.*, Atmospheres, origins of Earth and planets, «*International Dictionary of Geophysics*». Pergamon Press, Oxford, 1967.
481. *Sagan C.*, An estimate of the surface temperature of Venus independent of passive microwave radiometry, *Astrophys. J.* 149, 731, 1968. Erratum: *Astrophys. J.* 152, 1119, 1968.
482. *Sagan C.*, Gray and non-gray planetary atmospheres: structure, convective instability and greenhouse effect, *Icarus* 10, 290—300, 1969.
483. *Sagan C.*, The trouble with Venus. In: «*Planetary Atmospheres, IAU Symposium N 40*». D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1971.
484. *Samuelson R. E.*, Greenhouse effect in semi-infinite scattering atmospheres: Application to Venus, *Astrophys. J.* 147, 782—798, 1967.
485. *Samuelson R. E.*, The particulate medium in the atmosphere of Venus, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 634—643, 1968.
486. *Schorn R. A., Gray L. D., Barker E. S.*, High dispersion spectroscopic observations of Venus. III. The carbon dioxide band at 7820 Å, *Icarus* 10, 241—257, 1969.
487. *Schorn R. A., Young L. D. G., Barker E. S.*, High-dispersion spectroscopic observations of Venus. VI. The carbon dioxide band at 10362 Å, *Icarus* 12, 391, 1970.
- 487a. *Schorn R. A., Farmer C. B., Little S. L.*, High dispersion spectroscopic studies of Mars. III. Preliminary results of 1968—69 water vapor studies, *Icarus* 11, 283, 1969.

488. *Schubert G., Young R. E.*, The 4-day Venus circulation driven by periodic thermal forcing, *J. Atmos. Sci.* **27**, 523—528, 1970.
489. *Scott A. H., Reese E. J.*, Venus: atmospheric rotation, *Icarus* **17**, № 3, 589—601, 1972.
490. *Shimazaki T., Kasahara A.*, Dynamic effects on height in the upper atmosphere. Space Research VII, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1967, p. 1210.
491. *Shimazaki T.*, Dynamic effect on atomic and molecular oxygen density distribution in the upper atmosphere: a numerical solution to equations of motion and continuity, *J. Atmosph. Terr. Phys.* **29**, 723—747, 1957.
492. *Shimazaki T.*, Dynamic effect on height distribution of neutral constituents in the Earth's upper atmosphere: a calculation of atmospheric model between 70 km and 500 km, *J. Atmosph. Terr. Phys.* **30**, 1279, 1968.
493. *Shimizu M.*, Vertical distribution of neutral gases on Venus, *Planetary Space Sci.* **11**, 268—273, 1963.
494. *Shimizu M.*, The atomic and molecular processes in the upper atmosphere of planets, *Rept. Ionosphere Space Res. Japan* **20**, 271—288, 1966.
495. *Shimizu M.*, The recombination mechanism of O and CO in the upper atmospheres on Venus and Mars, *Icarus* **9**, 593—597, 1968.
496. *Shimizu M.*, A model calculation of the Cytherean upper atmosphere, *Icarus* **10**, № 1, 11—25, 1969.
497. *Shimizu M.*, Exospheric temperature of Venus. Institute of Space and Aeronautical Science University of Tokyo, Report No. 455, Tokyo, September, 1970.
498. *Sill G. T.*, Sulfuric acid in the Venus clouds, *Commun. Lunar Planet. Lab.*, **9**, № 171, 191—198, 1972.
499. *Sinclair A. C. E., Basart J. P., Buhl D., Gale W. A., Liwshitz M.*, Interferometric determination of the temperature distribution and atmospheric profiles on Venus. Report to the Second Symposium on the Atmospheres and Surface of Planets, Woods Hole, USA, 1968.
500. *Sinclair A. C. E., Basart J. P., Buhl D., Gale W. A., Liwshitz M.*, Preliminary results of interferometric observations of Venus at 11.1 cm wavelength, *Radio Science* **5**, № 2, 347—354, 1970.
501. *Sinton W. M., Strong J.*, Radiometric observations of Venus, *Astrophys. J.* **131**, 470, 1960.
502. *Sinton W. M.*, Infrared observations of Venus, *Mem. Soc. roy. sci. Liege* **7**, № 1, 300—310. Disc. 364—368, 1963.
503. *Slanger T. G., Black G.*, The CO₂ photolysis problem, *Trans. Amer. Geophys. Union* **51**, 786, 1970.
504. *Smith B. A.*, Rotation of Venus: continuing contradictions, *Science* **158**, № 3797, 114—116, 1967.
505. *Smith B. A.*, Rapid motions of ultraviolet clouds on Venus. Докл. на Симпозиуме по физике Луны и планет, Киев, 1969. В сб.: «Физика Луны и планет», 324—325, «Наука», 1972.
506. *Smith B. A.*, Частное сообщение, 1973.
507. *Smith W. B.*, Radar observations of Venus, 1961 and 1959, *Astron. J.* **69**, 42—48, 1964.

508. *Smith W. B., Ingalls R. P., Shapiro I. I., Ash M. E.*, Surface—height variations on Venus and Mercury, *Radio Sci.* 5, № 2, 411—423, 1970.
509. *Spinrad H.*, Spectroscopic temperature and pressure measurements in the Venus atmosphere, *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 74, № 418, 187—201, 1962.
510. *Spinrad H., Shawl S. I.*, Water vapor on Venus — a confirmation, *Astrophys. J.* 146, 328, 1966.
511. *Spinrad H.*, Resolution of a CO₂ «hot band» in the Venus spectrum, *Astrophys. J.* 145, № 3, 943, 1966.
512. *Spreiter J. R., Summers A. L., Rizzi A. W.*, Solar wind flow past nonmagnetic planets — Venus and Mars, *Planet. Space Sci.* 18, № 9, 1281—1299, 1970.
513. *Staelin D. H., Barrett A. H.*, Spectral observations of Venus near 1-centimeter wavelength, *Astrophys. J.* 144, № 1, 352, 1966.
514. *Stankevich K. S.*, Observation of Mars and Venus at 11.1 cm, *Austral. J. Phys.* 23, № 1, 111, 1970.
515. *Stauffer F. R., Walsh T. E.*, Transmittance of water vapor — 14 to 20 microns, *J. Opt. Soc. Amer.* 56, 401, 1966.
516. *Stewart R. W., Hogan J. S.*, Empirical determination of heating efficiencies in the Mars and Venus atmospheres, *J. Atmos. Sci.* 26, 330, 1969.
517. *Stewart A. I., Barth C. A., Hord C. W., Lane A. L.*, Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: structure of Mars upper atmosphere, *Icarus* 17, 469—474, 1972.
518. *Stewart A. I.*, Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: implications of CO₂⁺, CO and O airglow, *J. Geophys. Res.* 77, 54, 1972.
519. *Stone P. H.*, Some properties of Hadley regimes on rotating and non-rotating planets, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 644—657, 1968.
520. *Stratton A. J.*, Optical and radio refraction on Venus. *J. Atmos. Sci.* 25, N 4, 666, 1968.
521. *Strickland D. J.*, The O I 1304 and 1356 Å emissions from the atmosphere of Venus. Laboratory for Atmosph. and Space Phys. Univ. of Colorado Rept. 1973.
522. *Stull V. R., Wyatt P. J., Plass G. N.*, The infrared transmittance of carbon dioxide, *Appl. Optics* 3, № 2, 243, 1964.
523. *Thomas G. E.*, Neutral composition of the upper atmosphere of Mars as determined from the Mariner UV spectrometer experiments, *J. Atmos. Sci.* 28, 859—868, 1971.
524. *Thomson J. H., Ponsonby J. E. B., Taylor G. N., Roger R. S.*, A new determination of the solar parallax by means of radar echoes from Venus, *Nature* 190, № 4775, 519—520, 1961.
525. *Thornton D. D., Welch W. J.*, Radio emission from Venus at 8.35 mm, *Astron. J.* 69, № 1, 71, 1964.
526. *Tolbert C. W., Straiton A. W.*, 35 Gc/s, 70 Gc/s and 94 Gc/s Cytherean radiation, *Nature* 204, № 4965, 1242, 1964.
527. *Ulich B. L., Cogdell J. R., Davis J. H.*, Planetary observations at millimeter wavelength, NASA Techn. Rept. No. NGL—006—72—1, 31 Jan., 1972.

528. *Urey H. C.*, The origin and development of the Earth and of her terrestrial planets, *Geochim. et cosmochim. acta* 1, № 4/516, 209, 1951.
529. *Urey H. C.*, The atmospheres of the planets. *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Berlin, 52, 363, 1959.
530. *Van Allen J. A.*, *Krimigis S. M.*, *Frank L. A.*, *Armstrong T. P.*, Venus: an upper limit on intrinsic magnetic dipole moment based on absence of a radiation belt, *Science* 158, 1673—1675, 1967.
531. *Van de Hulst H. C.*, Scattering in a planetary atmosphere, *Astrophys. J.* 107, 220, 1948.
532. *Vaucouleurs G. de*, *Menzel D. H.*, Results of the occultation of Regulus by Venus, July 7, 1959; *Nature* 188, № 4744, 28—33, 1960.
533. *Vaucouleurs G. de*, Geometric and photometric parameters of the terrestrial planets, *Icarus* 3, № 3, 187, 1964.
534. *Veronis G.*, Penetrative convection, *Astrophys. J.* 137, N 2, 1963.
535. *Victor W. K.*, *Stevens R.*, Exploration of Venus by radar, *Science* 134, 46—48, 1961.
536. *Victor W. K.*, *Stevens R.*, The 1961 JPL Venus radar experiment, *IRE SET-8*, № 2, 84, 1962.
537. *Vinogradov A. P.*, *Surkov Yu. A.*, *Florensky C. P.*, The chemical composition of the Venus atmosphere based on the data of the Interplanetary Station Venera 4, *J. Atmos. Sci.* 25, № 4, 535, 1968.
538. *Walker R. G.*, *Sagan C.*, The ionospheric model of the Venus microwave emission: an obituary, *Icarus* 5, 105, 1966.
539. *Wallace L.*, Analysis of the Lyman-alpha observations of Venus made from Mariner 5, *J. Geophys. Res.* 74, 115, 1969.
540. *Warnock W. W.*, *Dickel J. R.*, The revised microwave spectrum of Venus, Preprint. 15 Jan. 1969.
541. *Warnock W. W.*, *Dickel J. R.*, Venus: Measurements of brightness temperatures in the 7—15 cm wavelength range and theoretical radio and radar spectra for a two layer subsurface model, *Icarus* 17, № 3, 682—691, 1972.
542. *Weinberg J. L.*, *Newkirk G.*, Airglow of Venus: a re-examination, *Planet. Space Sci.* 5, 163—164, 1961.
543. *Welch W. J.*, *Thornton D. D.* Recent planetary observations at wavelengths near 1 cm, *Astron. J.* 70, № 2, 149, 1965.
544. *Weller C. S.*, *Biondi M. A.*, Measurements of dissociative recombination of CO_2^+ ions with electrons, *Phys. Rev. Letters* 19, 59—61, 1967.
545. *Westphal J. A.*, *Willey R. L.*, *Murray B. C.*, The 8—14-micron appearance of Venus before the 1964 conjunction, *Astrophys. J.* 142, № 2, 799, 1965.
- 545a. *Wildt R.*, Note on the surface temperature of Venus, *Astrophys. J.* 91, 266—268, 1940.
546. *Wildt R.*, The greenhouse effect in a gray planetary atmosphere, *Icarus* 5, 24, 1966.
547. *Wright W. H.*, Photographs of Venus made by infrared and by violet, *Publs. Astron. Soc. Pacif.* 39, № 230, 220—221, 1927.

548. *Wrixon G. T., Welch W. J., Thornton D. D.*, The spectrum of Jupiter at millimeter wavelength, *Astrophys. J.* **169**, № 1, 171—183, 1971.
549. *Wyatt P. J., Stull V. R., Plass G. N.*, Infrared absorption of water vapor, *Aeronutronic Rept.*, No. SSD — TDR — 62 — 127, 11, 1962.
550. *Young A. T.*, Are the clouds of Venus sulfuric acid? *Icarus* **18**, 564—582, 1973.
551. *Young L. D. G.*, High resolution spectra of Venus, *Icarus* **17**, 632, 1972.
552. *Young L. D. G., Schorn R. A.*, High dispersion spectroscopic observations of Venus during 1968 and 1969. I. The carbon dioxide bands at 7810 Å and 7884 Å, *Acta Astron.* **21**, № 3, 329—363, 1971.
553. *Young R. A., Black G., Slinger T. G.*, Reaction and deactivation of O (¹D), *J. Chem. Phys.* **2**, № 1—3, 1968.
554. *Бурангулов Н. И., Зилитинкевич С. С., Кержанович В. В., Монин С. С., Рождественский М. К., Сафрай А. С., Туриков В. Г., Чаликов Д. В.*, Динамика атмосферы Венеры, «Наука», Л., 1974.
- 554а. *Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Вакулов П. В., Горчаков Е. В., Игнатьев П. П., Контор П. П., Лозачев Ю. И., Любинов Г. П., Николаев А. Г., Переслегина П. В.*, Измерение космических лучей и поиски радиационных поясов вблизи Венеры, в сб.: «Физика Луны и планет», «Наука», 1972, стр. 397—402.
555. *Гаррис Д. Л.*, Интегральная фотометрия и колориметрия планет и спутников. В сб.: «Планеты и спутники», под ред. Дж. Койпера и Б. Миддлхерст, ИЛ, 1963.
556. *Данилов А. Д.*, Радиоастрономические исследования и современные представления об атмосфере Венеры, *Космич. исслед.* **2**, № 1, 121, 1964.
- 556а. *Изаков М. Н.*, Докт. диссертация, ИКИ АН СССР, 1973.
- ✓ 557. *Иванов В. Н., Орданович А. Е., Петрова Л. И.*, Крупномасштабная структура и ее взаимодействие с мелкомасштабной турбулентностью в приземном слое, *Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана*, **7**, № 3, 261—269, 1971.
- ✓ 558. *Иванов В. Н., Орданович А. Е.*, Некоторые обратные связи, возникающие при турбулентной ячейистой конвекции в атмосфере, *Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана*, **8**, № 11, 1216—1220, 1972.
559. *Иванов В. Н., Орданович А. Е., Петрова Л. И.*, Некоторые особенности спектров скорости ветра и температуры воздуха в низкочастотном диапазоне при конвекции, *Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана*, **9**, № 8, 787—800, 1973.
560. *Крекова М. М., Креков Г. М., Титов Г. А., Фейгельсон Е. М.*, Возможности расчета спектрального альбеда Венеры в ближнем ИК-диапазоне, *Космич. исслед.* **11**, **14**, 607—611, 1973.
561. *Левин Б. Ю.*, Происхождение Земли и планет, «Наука», 1964.
562. *Монин А. С.*, Прогноз погоды как задача физики, «Наука», 1970.

563. Ронов А. Б., Ярошевский А. А., Химическое строение земной коры, Геохимия № 11, 1967.
564. Сорохтин О. Г., Природа тектонической активности Земли и происхождение океанов, Докторская диссертация. М., 1973.
565. Сорохтин О. Г., Глобальная эволюция Земли, «Наука», М., 1974.
566. Черемухина З. П., Морозов С. Ф., Бородин Н. Ф. Оценка температуры стратосферы Венеры по данным о перегрузках автоматической станции «Венера-8», Космич. исслед. 12, № 2, 264—271, 1974.
- 566а. Шари В. П., Потоки тепловой радиации в нижней атмосфере Венеры, Космич. исслед., 1974 (в печати).
567. Шмидт О. Ю., Четыре лекции о теории происхождения Земли, изд. 3-е, Изд-во АН СССР, 1952.
568. Юнге Х., Химический состав и радиоактивность атмосферы, «Мир», 1965.
569. Bridge H. S., Lazarus A. J., Scudder J. D., Ogilvie K. W., Hartle R. E., Asbridge J. R., Bame S. J., Feldman W. C., Siscoe G. L., Observations at Venus encounter by the plasma science experiment on Mariner 10, Science 183, № 4131, 1293—1296, 1974.
570. Broadfoot A. L., Kumar S., Belton M. J. S., Mc Elroy M. B., Ultraviolet observations of Venus from Mariner 10: Preliminary results, Science 183, № 4131, 1315—1318, 1974.
571. Cameron A. G. W., A new table of abundances of the elements in the Solar System, In: «Origin and Distribution of the Elements» (editor L. H. Ahrens), pp. 125—143, Pergamon Press, 1968.
572. Chase S. C., Miner E. D., Morrison D., Münch G., Neugebauer C., Preliminary infrared radiometry of Venus from Mariner 10, Science 183, № 4131, 1294—1296, 1974.
573. Gierasch P. J., Goody R., Stone P., The energy balance of planetary atmospheres, Geophys. Fluid Dynamics 1, № 1, 1—13, 1970.
574. Golitsyn G. S., A similarity approach to the general circulation of planetary atmospheres, Icarus 13, 1, 1970.
575. Golitsyn G. S., Gurvich A. S., An estimate of refractive index fluctuations in the Venus atmosphere from Mariner 5 data, J. Atmos. Sci. 28, № 1, 138—140, 1971.
576. Hansen J. E., Hovenier J. W., Interpretation of the polarization of Venus, J. Atmos. Sci. 1974 (в печати).
577. Howard H. T., Tyler G. L., Fjeldbo G., Kliore A. J., Levy G. S., Brunn D. L., Dickinson R., Edelson R. E., Martin E. L., Postal R. B., Seidel B., Sesplaukis T. T., Shirley D. L., Stelzried C. T., Sweetnam D. N., Zygielbaum A. I., Esposito P. B., Anderson J. D., Shapiro I. I., Reasenberg R. D., Venus: mass, gravity field, atmosphere and ionosphere as measured by the Mariner 10 dual-frequency radio system, Science 183, № 4131, 1297—1301, 1974.
578. Kliore A., Levy G. S., Cain D. L., Fjeldbo G., Rasool S. I., Atmosphere and ionosphere of Venus from the Mariner V S-band radio occultation measurement, Science 158, 1683—1688, 1967.

- 579. *Malkus W. V. R.*, Hadley-Halley circulation on Venus, *J. Atmos. Sci.*, 27, 529, 1970.
- 580. *Morowitz H.*, *Sagan C.*, Life in the clouds of Venus? *Nature* 215, 1259, 1967.
- 581. *Murray B. C.*, *Belton M. J. S.*, *Danielson G. E.*, *Davies M. E.*, *Gault D.*, *Hapke B.*, *O'Leary B.*, *Strom R. G.*, *Suomi V.*, *Trask N.*, Venus: atmospheric motion and structure from Mariner 10 pictures, *Science* 183, № 4131, 1307—1315, 1974.
- 582. *Ness N. F.*, *Behannon K. W.*, *Lepping R. P.*, *Whang Y. C.*, *Schatten K. H.*, Magnetic field observations near Venus: preliminary results from Mariner 10, *Science* 183, № 4132, 1301—1306, 1974.
- 583. *Sagan C.*, Life on the surface of Venus?, *Nature* 216, № 5121, 1198, 1967.
- 584. *Sagan C.*, *Pollack J.* On the structure of the Venus atmosphere. *Icarus* 10, № 2, 274—289, 1969.
- 585. *Sagan C.*, «Life», *Encyclopedia Britannica*, 1970.
- 586. *Schubert G.*, *Whitehead J. A.*, Moving flame experiment with liquid mercury: possible implications for the Venus atmosphere, *Science* 163, 71—72, 1969.

2000

14

45686